Oberwellen, Welligkeit und Störspannung gittergesteuerter Gleichrichter unter Berücksichtigung wechselstromseitiger Induktivitäten

Von der

Technischen Hochschule zu Breslau

zur

Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs

genehmigte

Dissertation

Vorgelegt von Dipl.-Ing. Sebastian Müller aus Euerhausen

Referent: Prof. Dr.-Ing. Hilpert
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Schammel

Tag der mündlichen Prüfung: 29. Mai 1935

M 35

Druck: Studentenwerk Charlottenburg E. V.

Oberwellen, Welligkeit und Störspannung gittergesteuerter Gleichrichter unter Berücksichtigung wechselstromseitiger Induktivitäten.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Inhalt.

Seite

Einleitung ..... 1 - 3

Bezeichnungen 4

A. Rechnung ..... 5 - 27

I. Gleichrichter mit Kathodendrossel ..... 5 - 13

1. Gleichspannung ..... 5 - 9

2. Gleichstrom ..... 9 - 13

II. Gleichrichter mit Anodendrosseln .....14 - 22

1. Gegenspannung als Belastung .....14 - 17

2. Ohmscher Widerstand als Belastung .....17 - 22

III. Gleichrichter mit Kathoden- und Anodendrosseln ..23 - 27

1. Gegenspannung als Belastung .....23 - 26

2. Ohmscher Widerstand als Belastung .....26 - 27
(Unendlich große Kathodendrossel)

B. Versuch .....28 - 42

I. Messverfahren .....28 - 38

1. Mittelwert, Effektivwert, Welligkeit .....28 - 29

2. Stromoberwellen .....29 - 35

3. Spannungsoberwellen .....35 - 36

4. Störspannung .....36 - 38

II. Messergebnisse ..... 39 - 42

1. Lichtbogenspannung, Zünd- und Löschcharakteristik 39

2. Oszillogramme ..... 39 - 40

3. Oberwellen, Welligkeit und Störspannung ..... 40 - 42

Schrifttum 43

Einleitung.

Vorliegende Arbeit soll die Kenntnis der Gesetze für die Ausbildung von Gleichspannungs- und Gleichstrom-Oberwellen gittergesteuerter Gleichrichter, insbesondere solcher mit Anodeninduktivitäten, weiter vertiefen. Beim ungesteuerten Gleichrichter pflegt man für praktische Fälle nur die Einwirkung der Kathodenspule auf die Welligkeit zu berücksichtigen. Die anodenseitigen Induktivitäten, die aus Transformatorstreuung und zusätzlichen Anodendrosseln bestehen können, haben innerhalb des normalen Belastungsbereiches auf die gleichstromseitigen Oberwellen niedriger Ordnungszahl, die bei voller Öffnung des Gleichrichters bei weitem überwiegen, nur einen geringen Einfluß, werden erst bei Überlast wirksamer und erzwingen schließlich bei Kurzschluß eine völlige Konstanz des Gleichstromes.

Bei der Steuerung des Gleichrichters wachsen die Spannungsoberwellen umso stärker an, je höher ihre Frequenz ist, im Grenzfall für 90° Sperrung und lückenlosen Strom, wie später abgeleitet wird, proportional ihrer Frequenz. Die dritte Oberwelle wird also auf den dreifachen, die 24. auf den 24fachen ungesteuerten Wert erhöht. Oberwellen dieser Größe und Frequenz werden natürlich auch durch kleine Anodendrosseln erheblich gedämpft. Frühere Messungen an gesteuerten Gleichrichtern mit Anodendrosseln haben gezeigt, daß Oberwellen, Welligkeit und Störspannung in Abhängigkeit von der Belastung scheinbar sehr unregelmäßig verlaufen.

In allen nachfolgenden Fällen sollen zunächst die Spannungs- und Strom-Oberwellen selbst berechnet und gemessen werden, da bei ihnen die Einwirkung der verschiedenen Faktoren am klarsten hervortritt. Es interessiert hierbei nur ihre Größe, nicht ihre Phase, ihre Frequenz ist ohnedies bekannt. Ein für starkstromtechnische Betrachtung ausreichendes und besonders für die Messung bequemes Kennzeichen der Spannungs- und Stromkurvenform ist die Welligkeit, d.h. das Verhältnis des Effektivwertes sämtlicher Oberwellen zum Mittelwert. Für schwachstromtechnische Betrachtungen hat man den Begriff der Störspannung als weiteren objektiven Vergleichsmaßstab definiert. Dabei werden die einzelnen Frequenzen entsprechend ihrer Störfähigkeit bewertet und die geometrische Summe der Produkte aus Oberwelleneffektivwert und Bewertungsziffer gebildet.

Die allgemeinste Lösung der gestellten Aufgabe bestünde darin, daß man für einen Gleichrichterkreis mit Primär-, Anoden-, Kathodendrossel, Gegenspannung und ohmschem Widerstand auf der Gleich- und Wechselstromseite die Gleichung aufstellen und daraus die Oberwellen berechnen würde. Bei Verschwinden der einen oder der anderen Stromkreis-

konstanten würden sich dann aus der allgemeinen die besonderen Lösungen ergeben. Man kommt dabei auf transzendente Gleichungen, die sich nicht allgemein lösen lassen (3)[1]. Eine aus dem allgemeinen Ansatz abgeleitete schrittweise Näherung genügt zwar zur Prüfung von Einzelfällen, aber nicht zu grundsätzlichen Untersuchungen. Das Gleiche gilt von graphischen Verfahren.

Man ist daher gezwungen, den umgekehrten Weg einzuschlagen, nämlich die Rechnung für Sonderfälle der Belastung und der Verteilung der Induktivitäten durchzuführen und daraus auf die Oberwellen bei Zusammenwirken mehrerer Stromkreiskonstanten zu schließen. Für das Studium der Einwirkung einzelner Konstanten auf die Oberwellen ist dieses Verfahren recht geeignet.

Es soll die Wirkungsweise von Induktivitäten in den drei Schaltungen untersucht werden: 1. Induktivität nur im Kathodenkreis, 2. Induktivität nur im Anodenkreis, 3. Induktivität im Anoden- und Kathodenkreis. Für jede dieser Anordnungen werden die beiden Grenzfälle der Belastung, reine Gegenspannung oder reiner ohmscher Widerstand, durchgerechnet, um weiter zu erkennen, in welchem Maße die Art der Belastung auf die Oberwellen einwirkt.

Zu 1. In Ergänzung des bereits bekannten Gesetzes (1) für die Ausbildung der Spannungsoberwellen bei lückenloser Spannung werden weitere Mitteilungen gemacht, die Oberwellenformeln für fehlende Induktivität und lückenhafte Spannung sowie die Größwerte der Oberwellen und Welligkeit bei reiner Gegenspannung berechnet.

Zu 2. Die Wirkung von Anodendrosseln auf Oberwellen, Welligkeit und Störspannung zwischen Leerlauf und Kurzschluß wird besonders eingehend behandelt, dabei zeigen sich bemerkenswerte Zusammenhänge zwischen Oberwellen und Brenndauer bezw. Belastung.

Zu 3. Bei Zusammenwirken von Anoden-, Kathodeninduktivität und Gegenspannung ist ebenso wie bei Anodendrosseln und ohmscher Last zwar die strenge Rechnung möglich, aber recht mühsam. Für beiderseitige Induktivitäten und ohmscher Last lassen sich die Gleichungen nicht mehr lösen. Es wurde deshalb die auch für die Berechnung des Gleichrichtertransformators übliche Annahme einer unendlich großen Kathodendrossel gemacht. Dadurch wird der Gleichstrom konstant, die Gleichspannung dagegen maximal verzerrt. Dieser Belastungsfall ist das Gegenstück zu dem unter 2 behandelten, Anodendrosseln und Gegenspannung, wo die Gleichspannung konstant ist, dagegen der Strom die größtmögliche Welligkeit besitzt. Für unendlich große Kathodendrosseln oder vernachlässigbaren ohmschen Widerstand bezw. reine Gegenspannung verschwinden in den Gleichungen die Exponentialglieder, die Gleichun-

1) Die eingeklammerten Zahlen verweisen auf das Schrifttumverzeichnis am Schluß.

gen nehmen dann eine einfache trigonometrische Form an.

Die Rechnung ist oft langwierig, aber läßt die Gesetzmäßigkeiten für die Ausbildung der Oberwellen am klarsten erkennen. Sie wird, soweit nichts Anderes angegeben, für beliebige Phasenzahl durchgeführt. Für den Dreiphasengleichrichter werden die Formeln zahlenmäßig ausgewertet und kurvenmäßig dargestellt und zwar mit dem Zündverzögerungswinkel $\alpha = 0^{\circ}$, 30° und 45° als Parameter. Die experimentellen Untersuchungen werden ebenfalls am Dreiphasengleichrichter vorgenommen. Er zeigt bereits alle Eigenschaften des mehrphasigen Gleichrichters, es treten bei ihm die Welligkeitsgesetze besonders deutlich hervor, weiter verursacht die Berechnung der Oberwellen zwischen Leerlauf und Kurzschluß noch nicht allzu viel Mühe. Dagegen sind zur Messung der höher frequenten Oberwellen beim Drei-Phasengleichrichter sehr trennscharfe Geräte nötig, wenn man ohne umständliche rechnerische Korrekturen auskommen will.

Besondere Sorgfalt wurde auf die Ausbildung der Meßmethoden verwendet, die eine sofortige Ablesung der gesuchten Größen, wie Spannungs- und Stromoberwellen, Welligkeit und Störspannung an einem Meßinstrument normaler Dämpfung ermöglichen. Oberwellenmesser und Störspannungsmesser wurden, unter Verwendung vorhandener Einzelteile, laboratoriumsmäßig zusammengestellt und für alle vorkommenden Betriebsfälle eingehend geeicht.

Der Messung wird dann der Vorzug vor der Rechnung zu geben sein, wenn es sich um verwickelte Anlagen handelt, die einer exakten Rechnung nicht zugänglich sind oder sich der Schaltzustand häufig ändert oder die Drosselspulen mit Eisenkern so dimensioniert sind, daß ihre Induktivität mit der Belastung stark schwankt. Beim Versuch wurden diese Nachteile ausgeschaltet, so daß man charakteristische Werte für gittergesteuerte Gleichrichter erhielt, die nicht durch Besonderheiten der Schaltung oder der Stromkreiskonstanten beeinflußt waren.

A. Rechnung.

Bezeichnungen.

α	=	Zündverzögerungswinkel.
α_o	=	Natürlicher Zündverzögerungswinkel des ungesteuerten Gleichrichters.
β	=	Brenndauer des Anodenstromes.
E_{gm}	=	Mittlere Gleichspannung.
E_{gm_o}	=	Mittlere Gleichspannung des ungesteuerten Gleichrichters.
E_{ge}	=	Effektivwert der Gleichspannung.
e_g	=	Augenblickswert der Gleichspannung.
E_g	=	Gegenspannung.
E_a	=	Anodenspannung.
E_n	=	Oberwellenspannung der Frequenz n.
E_o	=	Gesamtoberwellenspannung.
E_{st}	=	Störspannung der Gleichspannung, nicht frequensvervielf.
E_{n2}	=	In Resonanz befindliche Oberwellenspannung im Sekund.Kreis.
I_{gm}	=	Mittlerer Gleichstrom.
I_{ge}	=	Effektivwert des Gleichstromes.
i_g	=	Augenblickswert des Gleichstromes.
i_{gmax}	=	Scheitelwert des Gleichstromes.
i_{amax}	=	Scheitelwert des Anodenstromes.
I_n	=	Oberwellenstrom der Frequenz n.
I_o	=	Gesamtoberwellenstrom.
I_{n2}	=	In Resonanz befindlicher Oberwellenstrom im Sekund. Kreis.
κ	=	Ganze Zahl (1,2,3...)
κ'	=	Faktor zur Berechnung des Oberwellenstromes aus der Ablesung am Wellenmesser.
κ''	=	Faktor zur Berechnung der Oberwellenspannung aus der Ablesung am Wellenmesserkreis.
L_2	=	Sekundärinduktivität des Wellenmessers.
λ	=	Überlappungswinkel
M_{12}	=	Gegenseitige Induktivität zwischen Spule 1 u. 2.

$n = \varkappa p$ = Ordnungszahl der Oberwelle.
ω, ω_r = Kreisfrequenz, Resonanz-Kreisfrequenz.
p = Phasenzahl
R_g = Ohmscher Belastungswiderstand.
R = Resonanzwiderstand.
σ = Relative Gegenspannung.
v = Verstimmung.
W_{Eg} = Welligkeit der Gleichspannung.
W_{Ig} = Welligkeit des Gleichstromes.
X_a = Reaktanz auf der Anodenseite.
X_g = Reaktanz auf der Gleichstromseite.

I. Gleichrichter mit Kathodendrossel.

1. Gleichspannung.

a) Ohmscher Widerstand als Belastung. (siehe Bild 1)

α. Mittelwerte. Zu unterscheiden ist zwischen lückenloser und lückenhafter Gleichspannung. Wenn keine Kathodendrossel vorhanden ist, sind Gleichspannung und Gleichstrom konform. Sie verlaufen lückenlos bis zu einem Aussteuerungswinkel $\alpha = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p}$, luckenhaft für $\alpha > \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p}$. Bei endlicher Kathodendrossel verlaufen Spannung und Strom bis zu einem größeren α lückenlos. Die zwischen Kathode und Nullpunkt gemessene Gleichspannung folgt der Phasenspannung ins Negative, sie wird durch die Kathodendrossel welliger, Spannung und Strom hinter der Kathodendrossel sind konform, sie werden durch die Kathodendrossel glatter.

Im Grenzfalle bei unendlich großer Induktivität verläuft die Gleichspannung lückenlos bis $\alpha = \frac{\pi}{2}$. Der Gleichstrom wird vollkommen geglättet, ebenso die Gleichspannung hinter der Drossel. Die Gleichspannung vor der Kathodendrossel wird dagegen sehr stark wellig, am stärksten für $\alpha = \frac{\pi}{2}$, wo ihr Mittelwert Null wird. Wird $\alpha > \frac{\pi}{2}$, so wird selbst bei unendlich großer Kathodendrossel der Strom lückenhaft.

Zum Koordinatenanfangspunkt wird stets der Zündpunkt gewählt.

Der Mittelwert der Gleichspannung beträgt (1):

a) bei lückenlosem Strom, wenn $\alpha \leq (\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})$ und $X_g = 0$, oder

$\alpha \leq \frac{\pi}{2}$ und $X_g = \infty$.

$$E_{gm} = \sqrt{2}\, E_a \cdot \frac{p}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{p}} \sin(x + \alpha + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})\,dx = \sqrt{2} \cdot E_a \cdot \frac{p}{\pi} \sin\frac{\pi}{p} \cos\alpha \quad (1)$$

$$\alpha = 0;\ E_{gmo} = \sqrt{2}\, E_a \frac{p}{\pi} \sin\frac{\pi}{p} \quad (1a)$$

b) bei lückenhaftem Strom, wenn $\alpha > (\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})$ und $X_g = 0$,

$$E_{gm} = \sqrt{2}\, E_a \cdot \frac{p}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{p} - \alpha} \sin(x + \alpha + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})\,dx = \sqrt{2}\, E_a \frac{p}{2\pi}(1 - \sin(\alpha - \frac{\pi}{p})) \quad (2)$$

2. Effektivwerte der Gleichspannung bei:

a) lückenlosem Strom, wenn $\alpha \leq (\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})$ und $X_g = 0$

$$E_{ge} = \sqrt{2}\, E_a \sqrt{\frac{p}{2\pi} \int_0^{2\pi/p} \sin^2(x + \alpha + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})\,dx} = E_a \sqrt{1 + \frac{p}{2\pi} \cos 2\alpha \cdot \sin\frac{2\pi}{p}} \quad (3)$$

b) lückenhaftem Strom, wenn $\alpha > (\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})$ und $X_g = 0$

$$E_{ge} = E_a \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{p}{4} - \frac{p}{2\pi}\left(\alpha + \frac{1}{2} \sin 2\,(\alpha - \frac{\pi}{p})\right)} \quad (4)$$

3. Welligkeit. Mit den berechneten Werten für E_{gm} und E_{ge} ergibt sich für die Welligkeit der Gleichspannung $W_{eg} = \frac{\sqrt{E_{ge}^2 - E_{gm}^2}}{E_{gm}}$. Sie ist im Bild 2 für $p = 3$ als Funktion von α aufgetragen. Die Welligkeit für $X_g = 0$ steigt bis zu einem α von etwa 90° ungefähr linear, dann stärker an und wird bei $\alpha = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{p}$ unendlich. Für $X_g = \infty$ wird sie bereits bei $\alpha = \frac{\pi}{2}$ unendlich. Die Welligkeit läßt sich auch ausdrücken durch $W_{eg} = \frac{\sqrt{\sum E_n^2}}{E_{gm}}$, wo die Oberwellen E_n noch zu berechnen

sind und $n = p, 2p, 3p$ bedeutet.

4. Oberwellen. Die Oberwellen-Effektivwerte erhält man in bekannter Weise für:

a) lückenlosen Strom, wenn $\alpha \leqq (\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})$ und $X_g = 0$ oder $\alpha \leqq \frac{\pi}{2}$ und $X_g = \infty$.

$$a_n = E_a \frac{p}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{p}} \sin(x+\alpha+\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}) \sin nx \, dx = E_a \frac{p}{\pi} \sin\frac{\pi}{p} \cdot \frac{2n}{n^2-1} \sin\alpha \qquad (5a)$$

$$b_n = E_a \frac{p}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{p}} \sin(x+\alpha+\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}) \cos nx \, dx = E_a \frac{p}{\pi} \sin\frac{\pi}{p} \cdot \frac{2}{n^2-1} \cos\alpha \qquad (5b)$$

$$E_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} = E_{gm} \frac{\sqrt{2}}{n^2-1} \sqrt{1 + n^2 tg^2\alpha} \qquad (6)$$

$$E_{n/E_a} = \frac{p}{\pi} \cdot \sin\frac{\pi}{p} \cos\alpha \cdot \frac{2}{n^2-1} \cdot \sqrt{1 + n^2 tg^2\alpha}$$

Wenn $\alpha = 0$, $0 \leqq X_g \leqq \infty$: $E_{n/E_a} = \frac{p}{\pi} \sin\frac{\pi}{p} \cdot \frac{2}{n^2-1}$

Wenn $\alpha = \frac{\pi}{2}$, $X_g = \infty$: $E_{n/E_a} = \frac{p}{\pi} \sin\frac{\pi}{p} \cdot \frac{2n}{n^2-1}$

Also: $E_n(\alpha = \frac{\pi}{2}) / E_n(\alpha = 0) = n \qquad (7)$

Für den gesteuerten Gleichrichter ergibt sich also ein recht einfaches und bemerkenswertes Oberwellengesetz. Im Grenzfalle für $\alpha = \frac{\pi}{2}$, $X_g = \infty$ wachsen die Spannungsoberwellen auf ihren n-fachen ungesteuerten Wert an, d.h. die 3. auf den 3fachen, die 24. auf den 24fachen Wert. Durch die Aussteuerung wird eine Welle also umsomehr vergrößert, je höher ihre Frequenz ist.

b) für lückenhaften Strom, wenn $\alpha > (\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p})$ und $X_g = 0$

$$a_n = \frac{p}{\pi} E_a \frac{n \cdot \cos(\alpha - \frac{\pi}{p}) - \sin(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{p} - \alpha)}{n^2-1} \qquad (8a)$$

$$b_n = \frac{p}{\pi} E_a \frac{\sin(\alpha - \frac{\pi}{p}) - \cos n(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{p} - \alpha)}{n^2-1} \qquad (8b)$$

Die Oberwellenformeln (5) und (8) wurden ausgerechnet und in Bild 3 als Funktion von α aufgetragen. Die Oberwellen sind nicht auf die veränderliche mittlere Gleichspannung, sondern

auf die konstante Phasenspannung bezogen. Es ergibt sich, daß die Oberwellen von ihren ungesteuerten Werten an bis $\alpha = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p}$ zunächst stark zunehmen, dann für $X_g = 0$, wenn die Gleichspannung anfängt zu lücken, die Oberwellen niedriger Ordnungszahl in geschwungenen Kurvenzügen verlaufen, wobei einem Maximum der Oberwelle n ungefähr ein Minimum der Oberwelle n + p entspricht und umgekehrt, und daß die Oberwelle der Ordnung n stets größer ist als die der Ordnung n + p. Für $X_g = \infty$ nehmen die Oberwellen mit der Aussteuerung noch erheblich stärker zu und erreichen im ungünstigsten Falle ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) ihren n-fachen ungesteuerten Wert. Bei $\alpha = \frac{\pi}{2}$ sind die Oberwellen für $X_g = \infty$ ungefähr doppelt so groß wie für $X_g = 0$. Für einen endlichen Wert von X_g, also in den meisten praktischen Fällen, liegen die Oberwellen zwischen diesen beiden Grenzen. Die Kurven gelten natürlich auch sinngemäß für den Sechs- und Zwölfphasengleichrichter.

5. <u>Störspannung.</u> Sie wurde berechnet aus $E_{st} = \sqrt{\sum (E_n g_n)^2}$, wo g_n die bekannten Bewertungsziffern nach Bild 31 sind, und in Bild 2 aufgezeichnet. Die Störspannung des gesteuerten Dreiphasengleichrichters wächst demnach für $X_g = 0$ bis auf den 4fachen, für $X_g = \infty$ bis auf den 8fachen ungesteuerten Wert.

b) Gegenspannung als Belastung. (siehe Bild 4)

Für diese Belastung werden nur die Größtwerte der Welligkeit und Oberwellen bestimmt. Der Gleichrichter sei zunächst voll geöffnet, die Gegenspannung $E_g = \sqrt{2}\, E_a$ dann ist die Brenndauer des Anodenstromes $\beta = 0$; nimmt die Gegenspannung ab, so wird β schließlich $\frac{2\pi}{p}$ erreichen. Würde die Gegenspannung noch weiter abnehmen, so wäre kein stationärer Betrieb mehr möglich, der Mittelwert des Stromes würde von Periode zu Periode zunehmen und schließlich unendlich groß werden. Es soll deshalb mit weiter fallender Gegenspannung der Aussteuerungswinkel α so wachsen, daß der Gleichstrom

$$\left.\begin{aligned} i_g &= 0 \text{ für } x = 0 \text{ und } x = \frac{2\pi}{p} \\ i_g &> 0 \text{ für } 0 < x < \frac{2\pi}{p} \end{aligned}\right\} \quad 0 < X_g \leq \infty .$$

1) Ungesteuerter Gleichrichter, lückenhafter Strom $0 < \beta < \frac{2\pi}{p}$

$0 < X_g \leq \infty$, relative Gegenspannung: $\sigma = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p} + \alpha_o\right) = E_g / \sqrt{2}\, E_a$. Den Zusammenhang zwischen dem natürlichen Zündverzögerungswinkel α_o und der Brenndauer β erhält man aus der Bedingung, daß die Flächen F_1 und F_2 in Bild 4 gleich sein müssen:

$$(\alpha_o + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p}) = \text{arc sin}\,\sigma = \text{arc tg}\,\frac{2\cdot\sin^2\frac{\beta}{2}}{\beta - \sin\beta} \qquad (9)$$

Gl. (9) ist in Bild 8 als untere Grenzkurve ausgewertet.

Die mittlere Gleichspannung E_{gm} ist gleich der Gegenspannung E_g. Der Effektivwert der Gleichspannung zwischen Kathode und Sternpunkt beträgt:

$$E_{ge} = \sqrt{2}\,E_a\sqrt{\frac{p}{2\pi}\left[\sigma^2(\frac{2\pi}{p} - \beta) + \frac{\beta}{2} + \frac{1}{2}\sin\beta\,\cos(\beta+2\alpha_o - \frac{2\pi}{p})\right]} \qquad (10)$$

Aus E_{gm} und E_{ge} kann man die Welligkeit in bekannter Weise berechnen.

2) Gesteuerter Gleichrichter, Brenndauer des Anodenstromes $\beta = \frac{2\pi}{p}$, Augenblickswert des Stromes

$$\left.\begin{aligned} i_g &= 0 \text{ für } x = 0 \text{ und } x = \frac{2\pi}{p} \\ i_g &> 0 \text{ für } 0 < x < \frac{2\pi}{p} \end{aligned}\right\} \quad 0 < X_g \leqq \infty$$

Voraussetzung für diesen Betriebsfall ist, wie sich aus der späteren Stromgleichung (11) ableiten läßt, daß die Gegenspannung E_g gleich der mittleren Gleichspannung E_{gm} ist oder $\sigma = \frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha$. Mittelwert, Effektivwert und Oberwellen der Gleichspannung zwischen Kathode und Sternpunkt sind dann mit den entsprechenden Werten bei ohmscher Belastung identisch.

4. Gleichstrom.

a) Gegenspannung als Belastung.

1. Lückenhafter Strom. Für den gesteuerten Gleichrichter lautet die Gleichung:

$$\sqrt{2}\,E_a\left[\sin(x+\alpha+\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p}) - \sigma\right] = X_g\frac{di_g}{dx}, \text{ wo arc sin } \sigma < \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p} + \alpha$$

$$i_g = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_g}\left(\sin\left(x+\alpha-\frac{\pi}{p}\right)-\sigma x-\sin\left(\alpha-\frac{\pi}{p}\right)\right) \quad \text{wo } 0 \leq x \leq \frac{2\pi}{p}$$

und $i_g = 0$, wenn $x = 0$ (11)

Für den ungesteuerten Gleichrichter ist α_o statt α zu setzen. Solange der Strom lückt, wirken Kathodendrossel und Anodendrosseln gleichartig. Auf lückenhaften Strom soll deshalb erst stäter bei Behandlung der Anodendrosseln näher eingegangen werden.

2. Lückgrenze. Läßt man σ abnehmen bei einem $\alpha \leq \frac{\pi}{2}$ oder α abnehmen bei einem $\sigma \leq 0{,}775$ (Formel 9), so wird schließlich die Brenndauer eines Anodenstromes $\frac{2\pi}{p}$. Für diesen Grenzfall soll hier der Gleichstrom betrachtet werden. Er liefert auch die Größtwerte der Welligkeit für lückenlosen Strom.

Setzt man in Gl. (11) ein, daß für diesen Grenzfall $i_{g(x=0)}=0$ und $i_g = 0_{(x=\frac{2\pi}{p})}$ sein muß, so ergibt sich die Bedingung: $E_g = \sqrt{2}\,E_a \frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha = E_{gm}$, also die mittlere Spannung muß der Gegenspannung gleich sein. Damit geht Gl.(11) über in:

$$i_g = \frac{E_{gm}}{X_g}\left[\frac{\sin\left(x+\alpha-\frac{\pi}{p}\right)}{\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha} - x + C\right] \quad \text{wo } C = \frac{-\sin\left(\alpha-\frac{\pi}{p}\right)}{\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha} \qquad (12)$$

Der Strommittelwert berechnet sich dann in üblicher Weise aus:

$$I_{gm} = \frac{p}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{p}} i_g\,dx = \frac{p}{2\pi}\cdot\frac{E_{gm}}{X_g}\int_0^{\frac{2\pi}{p}}\left(\frac{\sin\left(x+\alpha-\frac{\pi}{p}\right)}{\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha} - x + C\right)dx =$$

$$= \frac{E_{gm}}{X_g}\left[\operatorname{tg}\alpha\left(1-\frac{\pi}{p}\operatorname{cotg}\frac{\pi}{p}\right)\right] = \frac{E_{gm}}{X_g}\cdot F(\alpha p)$$

Löst man jedoch diese Gleichung für I_{gm} nach C auf:

$C = \frac{I_{gm}}{E_{gm}/X_g} - \operatorname{tg}\alpha + \frac{\pi}{p}$ und setzt diesen Ausdruck in (12)ein, so findet man die endgültige Stromgleichung in der gewünschten Summenform, in der das erste Glied den mittleren Gleichstrom, das zweite den Wechselstrom darstellt:

$$i_g = I_{gm} + \frac{E_{gm}}{X_g}\left[\frac{\sin(x+\alpha-\frac{\pi}{p})}{\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha} - x + \operatorname{tg}\alpha + \frac{\pi}{p}\right], \text{ wo } 0 \leq x \leq \frac{2\pi}{p} \quad (13)$$

3. Effektivwert des Oberwellenstromes und Welligkeit. Das zweite Glied der Gleichung 13 stellt den Wechselstromanteil dar. Für den Effektivwert des gesamten Oberwellenstromes erhält man nach bekannter Regel:

$$I_o = \frac{E_{gm}}{X_g}\sqrt{\frac{\pi}{p}\left[\frac{\pi}{p}\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{\sin^2\frac{\pi}{p}\cos^2\alpha}\right)+\frac{1}{2}\operatorname{ctg}\frac{\pi}{p}(3+\operatorname{tg}^2\alpha)\right]-\operatorname{tg}^2\alpha-2} =$$

$$\frac{E_{gm}}{X_g}F'(\alpha,p) \quad (14)$$

Dann ist die Welligkeit $W_{Ig} = I_{o/I_{gm}}$, also direkt proportional dem Wurzelausdruck und der mittleren Spannung, umgekehrt proportional X_g und I_{gm}. In Bild 5 sind mittlerer Gleichstrom und Gesamtoberwellenstrom ohne den Faktor E_{gm}/X_g und die Welligkeit für p = 3 aufgetragen. Die Welligkeit nimmt also mit wachsendem α ab und nähert sich für $\alpha = \frac{\pi}{2}$ dem Wert 0,48.

4. Strommaxima. Durch Differentiation der Gl. (13) erhält man den Ort des Strommaximums $x = \text{arc cos}(\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha) - \alpha + \frac{\pi}{p}$, durch Einsetzen dieses Wertes in Gl. (13) den Scheitelstrom selbst.

$$i_{gmax} = I_{gm} + \frac{E_{gm}}{X_g}\left(\frac{\sin \text{arc cos}(\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cdot\cos\alpha)}{\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha} - \text{arc cos}(\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\cos\alpha) + \operatorname{tg}\alpha\right) \quad (15)$$

$$i_{max} = I_{gm} + \frac{E_{gm}}{X_g}\cdot f(\alpha,p)$$

5. Oberwellen. Aus Gl. (13) findet man für die Oberwellen in bekannter Weise:

$$i_n = \frac{E_{gm}}{X_g}\cdot\frac{\sqrt{2}}{n(n^2-1)} \quad (16a)$$

$$i_n = \frac{E_{gm}}{X_g}\cdot\frac{\sqrt{2}\cdot\operatorname{tg}\alpha}{n^2-1} \quad (16b)$$

$$I_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} = \frac{E_{gm}}{n \cdot X_g} \cdot \frac{\sqrt{2}}{n^2 - 1} \sqrt{1 + n^2 \, tg^2 \, \alpha} = \frac{E_{gm}}{n \cdot X_g} \cdot f'(\alpha, n) \quad (16c)$$

Diese Formel ist nach Gl. (6) für die Oberwellenspannungen ohne weiteres verständlich. In Bild 5 ist die 3.Oberwelle berechnet.

b. Ohmscher Widerstand als Belastung

1. Lückenhafter Strom. Wird unter Anodendrosseln behandelt.

2. Lückenloser Strom. Für diesen einfachen Belastungsfall lautet die Differentialgleichung für den Strom (1):

$$\sqrt{2} \, E_a \sin(x + \alpha + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p}) = R_g \, i_g + X_g \frac{di_g}{dx} \quad ; \quad \text{wenn } R_g / X_g = ctg \, \varphi$$

$$i_g = e^{-ctg\varphi \cdot x} \left[\frac{\sqrt{2} \, E_a}{X_g} \cdot \frac{ctg\varphi \cdot \cos(x + \alpha - \frac{\pi}{p}) + \sin(x + \alpha - \frac{\pi}{p})}{1 + ctg^2 \varphi} e^{ctg\varphi \cdot x} + C \right] \quad (17a)$$

C folgt aus der Bedingung, daß $i_{g(x=0)} = i_{g(x=2\pi/p)}$.

$$i_g = \frac{\sqrt{2} \, E_a}{R_g} \cdot \cos\varphi \left[\cos(x + \alpha - \frac{\pi}{p} - \varphi) + \frac{2 \sin\frac{\pi}{p} \cdot \sin(\varphi - \alpha)}{(1 - e^{-ctg\varphi \frac{2\pi}{p}})} e^{-ctg\varphi \cdot x} \right] \quad (17b)$$

Der Mittelwert des Stromes kann einfach aus dem Gleichspannungs Mittelwert und dem ohmschen Belastungswiderstand berechnet werden. Die Oberwellen des Gleichstromes könnte man durch Fouriersche Reihenentwicklung der Gl.(17b) berechnen. Einfacher aber ist es, die früher berechneten Oberwellenspannungen durch die Impedanz des Gleichstromkreises zu dividieren. Dann erhält man:

$$I_n = \frac{E_n}{R_g \sqrt{1 + n^2 tg^2 \varphi}} \quad (18)$$

$$W_{Ig} = \frac{1}{I_{gm} \cdot R_g} \sqrt{\sum \frac{E_n^2}{1 + n^2 tg^2 \varphi}} \quad (19)$$

Die Oberwellen der Gleichspannung hinter der Kathodendrossel erhält man aus Gl. (18) durch Multiplikation mit R_g. Die Welligkeit der Gleichspannung hinter der Kathodendrossel ist gleich der Stromwelligkeit. Nach Formel (19) wurde die Welligkeit berechnet und in Bild 6 für p = 3 aufgezeichnet.

Die Welligkeit des Gleichstromes bei ohmscher Belastung kann man auch aus dem Effektivwert und Mittelwert berechnen, doch führt dies zu umständlichen Ausdrücken, die eine logarithmische Auswertung erfordern.

II. Gleichrichter mit Anodendrosseln.

1. Gegenspannung als Belastung. (siehe Bild 7)

Die Gleichspannung ist stets gleich der Gegenspannung.

Gleichstrom. a) Stromgleichung und Brenndauer. Für den Anodenstrom gilt die Gl. (12b), wenn die Anodeninduktivität X_a anstelle von X_g eingeführt wird.

$$i_a = \frac{\sqrt{2}E_a}{X_a}\left[\sin(x+\alpha-\frac{\pi}{p})-\sigma x-\sin(\alpha-\frac{\pi}{p})\right] \quad 0 \leq x \leq 2\pi \qquad (12b')$$

Die Gleichung gilt auch für den Gleichstrom, solange nur eine Anode brennt, bei abwechselndem Arbeiten von 1 und 2 Anoden, während des Überlappungsintervalls u , gilt für den Gleichstrom:

$$i_g = \frac{\sqrt{2}E_a}{X_a} \cdot 2 \cdot \left[\sin(x+\alpha)\cos\frac{\pi}{p} - \sigma(x+\frac{\pi}{p}) - \sin(\alpha-\frac{\pi}{p})\right] \qquad (20)$$

Bei abwechselndem Arbeiten von 2 und 3 Anoden während der Zeit u , in der 3 Anoden arbeiten,

$$i_g = \frac{\sqrt{2}E_a}{X_a}\left(2\sin(x+\alpha)\cos\frac{\pi}{p} + \sin(x+\alpha+\frac{3\pi}{p}) - 3\sigma(x+\frac{2\pi}{p}) - 3\sin(\alpha-\frac{\pi}{p})\right) \qquad (21a)$$

für $p = 3$, $\sigma = 0$, $\alpha = -30^\circ$ (vollkommener Kurzschluß) geht Gl. (21a) über in $i_g = 3 \cdot \frac{\sqrt{2}E_a}{X_a}$ (21b), Gl. (12b) in:

$i_a = \frac{\sqrt{2}E_a}{X_a}(1-\cos x)$ (12e). Der Anodenstrom fließt 360° und verläuft nach einer um die Einheit in Richtung der positiven Ordinatenachse verschobenen Kosinuslinie.

Die Brenndauer des Anodenstromes beim ungesteuerten Gleichrichter erhält man aus der Bedingung, daß in Bild 7 die Fläche $F_1 = F_2$ sein muß:

$$(\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}+\alpha) = \arcsin\frac{\sigma\beta}{2\sin\frac{\beta}{2}} - \frac{\beta}{2} \qquad (22)$$

Für die Brenndauer des ungesteuerten Gleichrichters s. Gl. (9). Gl. (9) und (22) sind für $p = 3$ in Bild 8 dargestellt.

b) Strommaxima. Ort und Größe des Anodenstrommaximums gibt Gl. (20).

$$i_{amax} = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\sin \text{ arc } \cos\sigma - \sigma\left(\text{arc } \cos\sigma - \alpha + \frac{\pi}{p}\right) - \sin\left(\alpha - \frac{\pi}{p}\right)\right] \quad (23a)$$

Der Anodenstrom-Scheiterwert des ungesteuerten Gleichrichters beträgt:

$$i_{amax} = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a} 2\left[\sin\left(\frac{\pi}{p} + \alpha_o\right) - \sigma\left(\frac{\pi}{p} - \alpha_o\right)\right] \quad (23b)$$

Das Gleichstrommaximum ist im überlappungsfreien Bereich mit dem Anodenstrommaximum identisch, im Überlappungsbereich ist es aus Gl.(20) zu berechnen. Die Gl. (23) sind für p = 3, abgesehen vom Faktor $\sqrt{2}\,E_a/X_a$, in Bild 9 aufgetragen. Die ausgezogenen Kurven der Anodenstrommaxima gelten für beliebige Phasenzahl, die gestrichelten Kurven der Gleichstrommaxima nur für p = 3.

c) Strommittelwerte. Gl. (12b') liefert für den gesteuerten Gleichrichter:

$$i_{gm} = \frac{p}{2\pi} \cdot \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\cos\left(\alpha - \frac{\pi}{p}\right) - \cos\left(\beta + \alpha - \frac{\pi}{p}\right) - \beta \sin\left(\alpha - \frac{\pi}{p}\right) - \frac{\sigma\beta^2}{2}\right] \quad (24a)$$

für den ungesteuerten Gleichrichter läßt sich schreiben:

$$I_{gm} = \frac{p}{2\pi} \cdot \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\sigma(1-\cos\beta) + \sin\left(\frac{\pi}{p} - \alpha_o\right)(\beta - \sin\beta) - \frac{\sigma\beta^2}{2}\right] \quad (24b)$$

Für vollkommenen Kurzschluß liefern beide Gleichungen:

$$I_{gk} = 3 \cdot \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}, \text{ wenn } \sigma = 0,\ \beta = 360^\circ,\ \alpha = -30^\circ,\ p = 3.$$

Der Gleichstrommittelwert ist also gleich dem Scheitelwert, der Gleichstrom ist konstant. Die Gl. (24) liefern für den Mittelwert eine ähnliche Kurvenschar wie die Gl. (23) für den Scheitelwert.

d. Effektivwerte. Die Berechnung der Welligkeit aus Effektivwert und Mittelwert ist sehr zeitraubend. Um brauchbare Ergebnisse zu erhalten, muß bereits beim Dreiphasengleichrichter die Rechnung auf 4 Dezimalstellen ausgeführt werden. Es wurde deshalb die Welligkeit nach diesem Verfahren nur für einige Punkte gerechnet, um den aus den einzelnen Oberwellen im nächsten Kapitel ermittelten Wert zu bestätigen.

e. Oberwellen. Zur Berechnung der Stromoberwellen soll ein Verfahren angewandt werden, das sich besonders für Kurven mit Ecken, Sprüngen und ähnlichen Besonderheiten eignet und das

an stelle der Integrationen nur die Bildung der Ableitungen an den Unstetigkeitsstellen erfordert. Nach dem von Köhler und Walther (2) angegebenen Verfahren wurden die Sprünge der Funktion (Gl. 12b', 20, 21a) und ihrer Ableitungen gebildet, bis die Periodizität erkennbar war und dann die Summen der Reihen eingesetzt. Man bekommt schließlich für die Oberwellenkomponenten, wenn beispielsweise 2 und 1 Anode abwechselnd arbeiten, $\frac{2\pi}{p} < \beta < \frac{4\pi}{p}$; p = 3.

$$a_n = -\frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a} \cdot \frac{3}{\pi}\Big[\sin n\lambda\,(\sin(\lambda+\alpha-30^\circ)+\sigma)\,\frac{1}{n^2} + (\cos(\alpha+30^\circ)+\cos n\lambda\cdot\cos(\lambda+\alpha-30^\circ))\frac{1}{n(n^2-1)} + \sin n\lambda\cdot\sin(\lambda+\alpha-30^\circ)\cdot\frac{1}{n^2(n^2-1)}\Big] \qquad (25a)$$

$$b_n = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\cdot\frac{3}{\pi}\Big[-(\sin(\alpha+30^\circ)-\sigma+(\sin(\lambda+\alpha-30^\circ)+\sigma)\cos n\lambda)\,\frac{1}{n^2} + \sin n\lambda\cdot\cos(\lambda+\alpha-30^\circ)\cdot\frac{1}{n(n^2-1)} - (\sin(\alpha+30^\circ)+\cos n\lambda\cdot\sin(\lambda+\alpha-30^\circ))\frac{1}{n^2(n^2-1)}\Big] \qquad (25b)$$

Für $0 < \beta < 120$ und $240 < \beta < 360$ erhält man ähnliche Ausdrücke: die 3. und 6. Oberwelle $C_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ für den ungesteuerten und den gesteuerten Dreiphasen-Gleichrichter mit $\alpha = 30^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ und $\sigma = 1{,}0 \rightarrow 0$ wurden ausgerechnet und in Bild 10 als Funtion der Brenndauer dargestellt. Es zeigt sich, daß die Oberwellen von etwa 40° Brenndauer an rasch wachsen, daß sie starke Schwankungen ausführen, daß diese Schwankungen mit dem Aussteuerungswinkel α zunehmen, daß **einem Minimum der 3.** ungefähr ein Maximum der 6. Oberwelle entspricht und daß der Ort des Maximums und Minimums mit der Aussteuerung ebenfalls wandert. Die Oberwelle der Ordnung **n + p** kann größer werden als die der Ordnung n. Die Gesetzmäßigkeit für die Ausbildung der Oberwellen ist also in diesem verhältnismäßig einfachen Belastungsfall schon recht verwickelt.

Aus den 3. und 6. Oberwellen wurde die Welligkeitskennlinie des Gleichstromes näherungsweise berechnet nach der

Formel: $W_{Ig} = \sqrt{I_3^2+I_6^2}/I_{gm}$ und in Bild 11 als Funktion von I_{gm}/I_{gK} für die drei Fälle eingetragen: $\alpha = \text{arc sin}(\sigma - \frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{p})$, $\alpha = 30^\circ$, $\alpha = 45^\circ$. Die Welligkeit ist bei geringen Belastungen groß, bei größeren klein und wird für den ungesteuerten Gleichrichter im Kurzschluß Null. Die Kennlinien verlaufen ungefähr hyperbelartig, fallen jedoch mit der Belastung nicht gleichmäßig ab, sondern zeigen ähnliche, allerdings viel weniger ausgeprägte Schwankungen wie die Oberwellen selbst. Durch die Aussteuerung wird also nur bei geringen Belastungen die Stromwelligkeit wesentlich vergrößert.

2. Ohmscher Widerstand als Belastung.

a) Lückenhafter Strom. Für den Fall des lückenhaften Stromes ist es für den Gleichstrom und die Gleichspannung am Belastungswiderstand einerlei, ob eine Kathodendrossel oder gleich große Anodendrosseln vorhanden sind. Die Stromgleichung lautet (1):

$$\sqrt{2}\,E_a \cdot \sin(x+\alpha+\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}) = R_g\, i_g + X_a \cdot \frac{di_g}{dx}, \text{ wenn } \text{ctg}\,\varphi = \frac{R_g}{X_a} = \frac{R_g}{X_g}$$

$$i_g = e^{-\text{ctg}\varphi \cdot x}\left(\frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a} \cdot \frac{\text{ctg}\varphi \cdot \cos(x+\alpha-\frac{\pi}{p}) + \sin(x+\alpha-\frac{\pi}{p})}{1+\text{ctg}^2\varphi}\, e^{\text{ctg}\varphi \cdot x} + C\right)$$

$i_g = 0$, wenn $x = 0$. Daraus:

$$i_g = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a} \cdot \sin\varphi \left[\cos(x+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi) - \cos(\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi)e^{-\text{ctg}\varphi \cdot x}\right] \quad (26)$$

Für den Mittelwert des Stromes erhält man:

$$I_{gm} = \frac{p}{2\pi}\int_0^\beta i_g\, dx = \frac{p}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{2}\,E_a}{R_g} \cdot \sin\frac{\beta}{2}\cos(\frac{\beta}{2}+\alpha-\frac{\pi}{p}) \quad (27)$$

Weiter $i_g = 0$ wenn $x = \beta$. Daraus findet man die Gleichung für die Brenndauer:

$$\text{tg}(\alpha-\frac{\pi}{p}) = \frac{\cos\beta + \sin\beta \cdot \text{tg}\varphi - e^{-\text{ctg}\varphi \cdot \beta}}{\sin\beta - \cos\beta \cdot \text{tg}\varphi + \text{tg}\varphi \cdot e^{-\text{ctg}\varphi \cdot \beta}} \quad (28)$$

Die Gleichspannung am Widerstand folgt aus: $u_g = i_g \cdot R_g$

$$u_g = \sqrt{2}\,E_a \cdot \cos\varphi \left[\cos(x+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi) - \cos(\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi)e^{-\text{ctg}\varphi \cdot x}\right] \quad (29)$$

$$E_{gm} = \sqrt{2}\, E_a \frac{p}{\pi} \sin\frac{\beta}{2} \cos\left(\frac{\beta}{2} + \alpha - \frac{\pi}{p}\right) \qquad (30)$$

Die Stromoberwellen berechnet man zweckmäßig nach dem Fourierschen Verfahren aus Gl. (26):

$$a_n = \frac{p}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{2}\, E_a}{R_g} \cos\varphi \left[\frac{1}{n^2-1} \left(n \cos n\beta \cos(\beta+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi) + \sin n\beta \sin(\beta+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi) \right.\right.$$

$$\left. - n \cos(\alpha - \frac{\pi}{p} - \varphi) \right) + \frac{\cos(\alpha - \frac{\pi}{p} - \varphi)}{\operatorname{ctg}^2\varphi + n^2}$$

$$\left.\left(e^{-\operatorname{ctg}\varphi \cdot \beta} (\operatorname{ctg}\varphi \cdot \sin n\beta + n \cos n\beta) - n \right) \right] \qquad (31a)$$

$$b_n = \frac{p}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{2}\, E_a}{R_g} \cos\varphi \left[\frac{1}{n^2-1} \left(n \sin n\beta \cos(\beta+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi) - \right.\right.$$

$$\left. - \cos n\beta \cdot \sin(\beta+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi) + \sin(\alpha - \frac{\pi}{p} - \varphi) \right)$$

$$\left. + \frac{\cos(\alpha - \frac{\pi}{p} - \varphi)}{\operatorname{ctg}^2\varphi + n^2} \left(e^{-\operatorname{ctg}\varphi \cdot \beta} (\operatorname{ctg}\varphi \cdot \cos n\beta - n \sin n\beta) \operatorname{ctg}\varphi \right) \right.$$

(31b)

Nach den vorhandenen Formeln wurden Mittelwert von Gleichspannung und Strom, die 3. und 6. Stromoberwelle und die Welligkeit für p = 3 und $\alpha = 90^\circ$ berechnet und in Bild 12 aufgezeichnet.

b) Lückenloser Strom. Wenn abwechselnd ein und zwei Phasen brennen, gilt während des Überlappungsbereichs (1):

$$\sqrt{2}\, E_a \cdot \sin(x+\alpha+\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}) = R_g \cdot i_g + X_a \frac{di_1}{dx}$$

$$\sqrt{2}\, E_a \cdot \sin(x+\alpha+\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{p}) = R_g \cdot i_g + X_a \frac{di_p}{dx}$$

$$i_{g_I} = (i_p + i_1) = \frac{\sqrt{2}\, E_a}{X_a} \left[2\cos\frac{\pi}{p} \cdot \sin\varphi' \cdot \cos(x+\alpha-\varphi') + Ae^{-\operatorname{ctg}\varphi' \cdot x} \right] \qquad (32a)$$

$$i_p - i_1 = \frac{\sqrt{2}\, E_a}{X_a} \left[2\sin\frac{\pi}{p} \cos(x+\alpha) + B \right], \quad \text{wo } \operatorname{ctg}\varphi' = \frac{2R_g}{X_a}$$

und $0 \leq x \leq \lambda$

während des überlappungsfreien Bereichs:

$$\sqrt{2}\,E_a \cdot \sin(x+\alpha+\tfrac{\pi}{2}-\tfrac{\pi}{p}) = R_g \cdot i_g + X_a \frac{di_g}{dx}\,, \text{ wenn } \operatorname{ctg}\varphi = \frac{R_g}{X_g}$$

und $\lambda \leqq x \leqq \frac{2\pi}{p}$

$$i_{g_{II}} = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\sin\varphi \cdot \cos(x+\alpha-\tfrac{\pi}{p}-\varphi) + Ce^{-\operatorname{ctg}\varphi \cdot x}\right] \quad (32b)$$

Es bestehen folgende Grenzbedingungen:

1		2		3
$i_{g_{I(x=0)}}$	=	$i_{g_{II(x=\frac{2\pi}{p})}}$	=	$(i_p - i_1)_{(x=0)}$
$-i_{g_{I(x=\lambda)}}$	=	$-i_{g_{II(x=\lambda)}}$	=	$(i_p - i_1)_{(x=\lambda)}$

Aus 1 und 3 berechnet sich A :

$$A = \frac{4\sin\frac{\pi}{p}\cdot\sin(\frac{\lambda}{2}+\alpha)\sin\frac{\lambda}{2} - 4\cos\frac{\pi}{p}\cdot\sin\varphi'\cdot\cos(\frac{\lambda}{2}+\alpha-\varphi')\cos\frac{\lambda}{2}}{1 + e^{-\operatorname{ctg}\varphi'\cdot\lambda}}$$

Aus 2 und 3 berechnet sich C :

$$C = \frac{4\cdot\sin\frac{\pi}{p}\cdot\sin(\frac{\lambda}{2}+\alpha)\cdot\sin\frac{\lambda}{2} - 2\sin\varphi\cdot\cos(\frac{\lambda}{2}+\alpha-\varphi)\cos(\frac{\lambda}{2}-\frac{\pi}{p})}{e^{-\operatorname{ctg}\varphi\lambda} + e^{-\operatorname{ctg}\varphi\frac{2\pi}{p}}}$$

Aus 1 und 2 ergibt sich die Beziehung zwischen λ, α, φ:

$$\operatorname{tg}(\tfrac{\lambda}{2}+\alpha) = \frac{\gamma_{oy}(\operatorname{ctg}\varphi'\cdot\frac{\lambda}{2})\cdot\cos^2\varphi' + \gamma_{oy}(\operatorname{ctg}\varphi(\frac{\pi}{p}-\frac{\lambda}{2})}{\gamma_{oy}(\operatorname{ctg}\varphi'\cdot\frac{\lambda}{2})\left(\operatorname{ctg}\varphi'\cdot\operatorname{tg}\frac{\pi}{p}\cdot\operatorname{tg}\frac{\lambda}{2} - \cos\varphi'\cdot\sin\varphi'\right)}$$

$$\frac{\cos^2\varphi(1+\operatorname{tg}\frac{\pi}{p}\cdot\operatorname{tg}\frac{\lambda}{2}) + \cos\varphi'\cdot\sin\varphi'\cdot\operatorname{tg}\frac{\lambda}{2}}{+\gamma_{oy}(\operatorname{ctg}\varphi'(\frac{\pi}{p}-\frac{\lambda}{2}))\left(2\operatorname{ctg}\varphi'\operatorname{tg}\frac{\pi}{p}\operatorname{tg}\frac{\lambda}{2} - (1+\operatorname{tg}\frac{\pi}{p}\operatorname{tg}\frac{\lambda}{2})\cos\varphi\cdot\ldots\varphi\right.}$$

$$\frac{+\cos\varphi\cdot\sin\varphi\,(\operatorname{tg}\frac{\pi}{p}-\operatorname{tg}\frac{\lambda}{2})}{\cos^2\varphi'\,\operatorname{tg}\frac{\lambda}{2} + \cos^2\varphi\,(\operatorname{tg}\frac{\pi}{p}-\operatorname{tg}\frac{\lambda}{2})}$$

Zur Auswertung dieser Formel ist der zu einem angenommenen α gehörige Wert von λ abzuschätzen und in die rechte Seite

der Gleichung einzusetzen. Nach dieser ersten Rechnung kann man einen zweiten, besseren Wert von λ schätzen, die Rechnung nochmals durchführen und das richtige λ dann graphisch aus den beiden Ergebnissen bestimmen.

Auch beim ungesteuerten Gleichrichter wird durch die Anodendrosseln eine geringe zeitliche Verschiebung des Zündeinsatzes hervorgerufen. Der natürliche Zündverzögerungswinkel α_o ergibt sich aus der Bedingung, daß die Spannung der zündenden Phase der durch die Anodendrosseln veränderten Spannung der erlöschenden Phase gleich sein muß:

$$\sqrt{2}\, E_a \cdot \sin\left(\alpha_o + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{p}\right) = \sqrt{2}\, E_a \sin\left(\alpha_o + \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{p}\right) - X_a \frac{di_g}{dx}$$

$$\operatorname{tg}\alpha_o = \frac{\left(1+e^{\operatorname{ctg}\varphi\left(\frac{2\pi}{p}-\lambda\right)}\right)\sin\varphi\cdot\sin\left(\frac{\pi}{p}-\varphi\right)+4\operatorname{ctg}\varphi\cdot\sin\frac{\pi}{p}\cdot\sin\frac{2\lambda}{2}}{\left(1+e^{\operatorname{ctg}\varphi\left(\frac{2\pi}{p}-\lambda\right)}\right)\left(2\sin\frac{\pi}{p}-\sin\varphi\cos\left(\frac{\pi}{p}-\varphi\right)\right)-2\operatorname{ctg}\varphi\cdot\sin\frac{\pi}{p}\sin\lambda}$$

$$\frac{-2\cos\varphi\cos\left(\frac{\lambda}{2}-\frac{\pi}{p}\right)\cos\left(\frac{\lambda}{2}-\varphi\right)}{-2\cos\varphi\cdot\cos\left(\frac{\lambda}{2}-\frac{\pi}{p}\right)\sin\left(\frac{\lambda}{2}-\varphi\right)}$$

Für kleines φ können die beiden letzten Glieder im Zähler und Nenner gegen das erste vernachlässigt werden, es wird dann:

$$\operatorname{tg}\alpha_o = \frac{\sin\varphi\cdot\sin\left(\frac{\pi}{p}-\varphi\right)}{2\sin\frac{\pi}{p}-\sin\varphi\cdot\cos\left(\frac{\pi}{p}-\varphi\right)}$$

Die Werte von α_o müssen auch der obigen Gleichung für $\operatorname{tg}\left(\frac{\lambda}{2}+\alpha\right)$ genügen. Es ist also unter Verwendung dieser Formel für den gesteuerten Gleichrichter möglich, den Zündwinkel für den ungesteuerten zu berechnen. Bild 13 zeigt α_o, λ_o und λ für $\alpha = 30^o$ und $p = 3$ als Funktion von φ.

Der Strommittelwert ist die Summe aus den Strominte-gralen während des Überlappungsbereichs und während des überlappungsfreien Bereichs dividiert durch $\frac{2\pi}{p}$.

$$I_{gm} = \frac{p}{2\pi}\left(\int_o^u i_{g_I}\,dx + \int_u^{\frac{2\pi}{p}} i_{g_{II}}\,dx\right), \text{ wo}$$

$$\int_o^u i_{g_I}\,dx = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[4\cos\frac{\pi}{p}\cdot\sin\varphi'\cos\left(\frac{\lambda}{2}+\alpha-\varphi'\right)\sin\frac{\lambda}{2} - \frac{A}{\operatorname{ctg}\varphi'}\left(e^{-\operatorname{ctg}\varphi'\frac{\lambda}{2}}-1\right)\right]$$

(33a)

$$\int_{u}^{\frac{2\pi}{p}} i_{g_{II}}\, dx = \frac{\sqrt{2}\, E_a}{X_a}\left[2\cdot\sin\varphi\cdot\cos\left(\frac{\lambda}{2}+\alpha-\varphi\right)\sin\left(\frac{\pi}{p}-\frac{\lambda}{2}\right)\right.$$

$$\left. - \frac{C}{ctg\varphi}\left(e^{-ctg\varphi\cdot\frac{2\pi}{p}} - e^{-ctg\varphi\cdot\lambda}\right)\right] \qquad (33a)$$

Die Gleichspannungen ergeben sich aus den entsprechenden Strömen durch Multiplikation mit R_g.

Verlauf der Strom und Spannungsmittelwerte für $p = 3$ s. Bild 14.

Die Oberwellen werden nach der Fourierschen Methode berechnet, sin- und cos-Glieder setzen sich arithmetisch aus den beiden sin- bzw. cos-Beträgen während des Überlappungs- und während des überlappungsfreien Intervalls zusammen, da für beide Bereiche der Koordinatenanfangspunkt derselbe ist:

$$a_n = a_{n_I} + a_{n_{II}} \; ; \; c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}\,.$$

$$a_{n_I} = \frac{p}{\pi}\sqrt{2}\, E_a \left[\frac{\cos\frac{\pi}{p}\cos\varphi'}{n^2-1}\left(n\cdot\cos(\alpha-\varphi') - \sin(\lambda+\alpha-\varphi')\cdot\sin n\lambda\right.\right.$$

$$-n\cos(\lambda+\alpha-\varphi')\cos n\lambda$$

$$\left.\left. + \frac{A\cdot ctg\varphi'}{2\cdot(n^2+ctg^2\varphi')}\left(n - e^{-ctg\varphi'\cdot\lambda}\left(ctg\varphi'\cdot\sin n\lambda + n\cdot\cos n\lambda\right)\right)\right]\right. \qquad (34a)$$

$$a_{n_{II}} = \frac{p}{\pi}\cdot\sqrt{2}\, E_a \left[\frac{\cos\varphi}{n^2-1}\left(\sin(\lambda+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi)\cdot\cos n\lambda\right.\right.$$

$$+n\cdot\cos(\lambda+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi)\cos n\lambda - n\cos(\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi)$$

$$\left.\left. + \frac{C\cdot ctg\varphi}{n^2+ctg^2\varphi}\left(e^{-ctg\varphi\cdot\lambda}\left(ctg\varphi\cdot\sin n\lambda + n\cdot\cos n\lambda\right)\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. - e^{-ctg\varphi\frac{2\pi}{p}}\cdot n\right)\right]\right. \qquad (34b)$$

$$b_{n_I} = \frac{p}{\pi}\sqrt{2}\,E_a\left[\frac{\cos\frac{\pi}{p}\cos\varphi'}{n^2-1}(\sin(\alpha-\varphi')-\sin(\lambda+\alpha-\varphi')\cos n\lambda\right.$$

$$+ n\cos(\lambda+\alpha-\varphi')\sin n\lambda$$

$$\left.+\frac{A\cdot\operatorname{ctg}\varphi'}{2\cdot(n^2+\operatorname{ctg}^2\varphi')}(\operatorname{ctg}\varphi'-e^{-\operatorname{ctg}\varphi'\cdot\lambda}(\operatorname{ctg}\varphi'\cdot\cos n\lambda-n\sin n\lambda\right.$$

(34c)

$$b_{n_{II}} = \frac{p}{\pi}\sqrt{2}\,E_a\left[\frac{\cos\varphi}{n^2-1}(\sin(\lambda+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi)\cos n\lambda-\right.$$

$$-n\cos(\lambda+\alpha-\frac{\pi}{p}-\varphi)\sin n\lambda-\sin(\alpha+\frac{\pi}{p}-\varphi))$$

$$+\frac{C\cdot\operatorname{ctg}\varphi}{n^2+\operatorname{ctg}^2\varphi}(e^{-\operatorname{ctg}\varphi\cdot\lambda}(\operatorname{ctg}\varphi\cdot\cos n\lambda-n\sin n\lambda)$$

$$\left.-e^{-\operatorname{ctg}\varphi\frac{2\pi}{p}}\cdot\operatorname{ctg}\varphi)\right] \qquad (34d)$$

Nach diesen Ausdrücken wurde die 3. und 6. Oberwelle von Strom und Spannung für den ungesteuerten Gleichrichter und für $\alpha = 30^\circ$ ausgerechnet und in Bild 14 dargestellt. Die Oberwellenströme steigen mit wachsendem φ zunächst gleichmäßig an und verlaufen dann, ähnlich wie bei Gegenspannung in geschwungenen Kurvenzügen bis $\varphi = 90^\circ$. Für den ungesteuerten Gleichrichter sind die Werte zwischen $\varphi = 77^\circ30'$ und $\varphi = 90^\circ$ (abwechselndes Arbeiten von 2 und 3 Anoden) geschätzt, da sich für diesen Betriebszustand die genaue Rechnung nicht lohnt. Die Oberwellenspannungen fallen zunächst gleichmäßig ab und zeigen bei größerem φ ebenfalls Schwingungen. Aus den 3. und 6. Oberwellen und den Mittelwerten wurde ferner die Welligkeit berechnet und in Bild 11 und 15 eingetragen. Aus Bild 11 geht hervor, daß die Stromwelligkeit nur bis etwa $I_{gm}/I_{gmK} = 0{,}2$ von der Art der Belastung abhängt.

III. Gleichrichter mit Anoden- und Kathodendrossel.

1. Gegenspannung als Belastung. (siehe Bild 16)

a) Gleichstrom. Solange der Strom lückt, gilt Gl. (12b). Statt X_a ist darin $X_a + X_g$ zu setzen. Wenn abwechselnd 1 und 2 Anoden arbeiten, gelten während des Überlappungsintervalls die beiden Stromgleichungen:

$$\sqrt{2}\,E_a\left(\sin\left(x+\alpha+\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}\right)-\sigma\right)=X_g\frac{di_{g_I}}{dx}+X_a\frac{di_1}{dx}$$

$$\sqrt{2}\,E_a\left(\sin\left(x+\alpha+\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{p}\right)-\sigma\right)=X_g\frac{di_{g_I}}{dx}+X_a\frac{di_p}{dx}$$

i_1 und i_p sind die beiden gleichzeitig fließenden Anodenströme, i_{g_I} der Gleichstrom. Daraus findet man die Gleichungen für die beiden Anodenströme:

$$i_1=\frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\sin\left(x+\alpha-\frac{\pi}{p}\right)-\frac{2X_a}{2X_g+X_a}\sin(x+\alpha)\cos\frac{\pi}{p}-\sigma\frac{X_a}{2X_g+X_a}x+C_1\right]$$

$$i_p=\frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\sin\left(x+\alpha+\frac{\pi}{p}\right)-\frac{2X_a}{2X_g+X_a}\sin(x+\alpha)\cos\frac{\pi}{p}-\sigma\frac{X_a}{2X_g+X_a}\cdot x+C_2\right]$$

Der Gleichstrom als Summe der beiden Anodenströme wird:

$$i_{g_I}=\frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[2\sin(x+\alpha)\cos\frac{\pi}{p}\cdot\frac{X_a}{2X_g+X_a}-2\sigma\cdot\frac{X_a}{2X_g+X_a}\cdot x+C_1+C_2\right]$$

Während des überlappungsfreien Intervalls gilt:

$$\sqrt{2}\,E_a\left[\sin\left(x+\alpha+\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}\right)-\sigma\right]=(X_g+X_a)\frac{di_{g_{II}}}{dx}$$

$$i_{g_{II}}=\frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[X_a\frac{X_a}{X_g+X_a}\left(\sin\left(x+\alpha-\frac{\pi}{p}\right)-\sigma x\right)+C_3\right]$$

Die Grenzbedingungen lauten:

$$\underline{1}\qquad\underline{2}\qquad\underline{3}$$

$$i_1=0_{(x=0)}\qquad i_p=0(x=\lambda)\qquad i_{g_I(x=\lambda)}=i_{g_{II}(x=\lambda)}\qquad \sin\left(\quad\right)\quad\ldots\frac{\pi}{p}$$

Aus 1 bis 3 ergeben sich die Konstanten C_1 C_2 C_3 und die endgültigen Stromgleichungen:

$$i_{g_I} = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\left(\sin(x+\alpha) - \sigma(2x-\lambda)\right)\frac{X_a}{2X_g + X_a}\right.$$

$$\left. +2\sin\left(\frac{\lambda}{2}+\alpha\right)\left(\cos\frac{\lambda}{2}\cdot\cos\frac{\pi}{p}\cdot\frac{2X_g}{2X_g+X_a} - \cos\left(\frac{\lambda}{2}+\frac{\pi}{p}\right)\right)\right] \qquad (35a)$$

$$i_{g_{II}} = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\left(\sin\left(x+\alpha-\frac{\pi}{p}\right)-\sin\left(\lambda+\alpha-\frac{\pi}{p}\right)-\sigma(x-\lambda)\right)\frac{X_a}{X_g+X_a}\right.$$

$$+\left(\sin(\lambda+\alpha)-\sigma\lambda\right)\frac{X_a}{2X_g+X_a}$$

$$\left. +2\sin\left(\frac{\lambda}{2}+\alpha\right)\left(\cos\frac{\lambda}{2}\cdot\cos\frac{\pi}{p}\cdot\frac{2X_g}{2X_g+X_a} - \cos\left(\frac{\lambda}{2}+\frac{\pi}{p}\right)\right)\right] \qquad (35b)$$

Bedingung 4 liefert den Zusammenhang zwischen Zündwinkel, Überlappungswinkel und Gegenspannung:

$$\cos\left(\frac{\lambda}{2}+\alpha\right) = \frac{\sigma\lambda(X_g+X_a)+\sigma\left(\frac{\pi}{p}-\frac{\lambda}{2}\right)(2X_g+X_a)}{\sin\frac{\lambda}{2}\cdot(X_g+X_a)-\sin\left(\frac{\lambda}{2}-\frac{\pi}{p}\right)(2X_g+X_a)} \qquad (36a)$$

Für $X_g = \infty$ wird aus Formel (36a)

$$\cos\left(\frac{\lambda}{2}+\alpha\right) = \frac{\sigma\cdot\frac{2\pi}{p}}{\sin\frac{\lambda}{2}-2\sin\left(\frac{\lambda}{2}-\frac{\pi}{p}\right)} \qquad (36b)$$

Für $X_g = 0$ geht sie über in die Gl. (22). Die Auswertung der Gl. (36) zeigt, daß der Überlappungswinkel bei starker Änderung der Kathodendrossel sich nur wenig ändert.

Beim ungesteuerten Gleichrichter gilt für den Zündwinkel nicht mehr $\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}+\alpha_o\right) = \text{arc sin}\,\sigma$, sondern der Zündwinkel α_o wird zwischen diesem Grenzwert für reine Anodendrosseln und dem anderen Grenzwert für reine Kathodendrosseln liegen. Er läßt sich aus der Spannungsgleichung berechnen:

$$\sqrt{2}\,E_a\cdot\sin\left(\alpha_o+\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}\right) = \sqrt{2}\,E_a\cdot\sin\left(\alpha_o+\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{p}\right)-$$

$$-\sqrt{2}\,E_a\left(\frac{X_a}{X_g+X_a}\cdot\sin\left(\alpha_o+\frac{\pi}{p}+\frac{\pi}{2}\right)-\frac{X_a}{X_g+X_a}\,\sigma\right)$$

Die Lösung heißt, wenn man $X_g/X_a = \xi$ und $p = 3$ setzt:

$$\cos(\alpha_0 - \frac{\pi}{p}) = \frac{1}{\left[1+3(\xi+\xi^2)\right]}\left[\sigma(1+1{,}5\xi)+{}^1/_2\sqrt{3}\,\xi\sqrt{1+3(\xi+\xi^2)-\sigma^2}\right] \tag{37}$$

b) Stromscheitel- und Strommittelwerte erhält man nach bekannter Regel. Für $X_a = X_g$ und arc sinσ = 0 und 20° wurden die Scheitelströme berechnet und in Bild 9 strichpunktiert eingetragen. Sie sind für $\lambda = 0$ halb so groß wie für Anodendrosseln allein, erreichen dort, wo das Maximum eines Anodenstromes im Zündpunkt des nächst folgenden auftritt, fast den Wert für Anodendrosseln allein und bleiben bei noch höherer Belastung wieder stärker unter den früheren Werten. Der mittlere Strom ist zu berechnen nach:

$$I_{gm} = \frac{p}{2\pi}\cdot\frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_a}\left[\int_0^u i_{g_I}\,dx + \int_u^{\frac{2\pi}{p}} i_{g_{II}}\,dx\right] =$$

Die Ausrechnung ergibt, daß der Einfluß der Kathodendrossel auf den Mittelwert (durch Änderung der Überlappung) nicht so stark ist wie auf dem Scheitelwert.

c) Oberwellen. Nach dem unter II angewendeten Verfahren wurden wieder die Sprünge der Funktion und ihrer Ableitungen an den Unstetigkeitsstellen gebildet und sinngemäß in die Bestimmungsgleichungen für die Oberwellenkomponenten eingesetzt.

Der Verlauf der Oberwellen als Funktion der Brenndauer ist ähnlich wie bei Anodendrosseln allein und Gegenspannung, ihr Effektivwert wird durch die Kathodendrossel stark vermindert.

d) Gleichspannung. Die Gleichspannung zwischen Kathode und Sternpunkt ist die Summe aus der Gegenspannung und der in der Kathodendrossel induzierten Spannung $e_g = E_g + \frac{di_g}{dx} X_g$. Mit Hilfe der Gl. (35) erhält man für die Überlappungszeit:

$$e_{g_I} = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{2X_g + X_a}\left[\cos(x+\alpha)X_g + \sigma X_a\right], \quad 0 \leqq x \leqq \lambda \tag{38a}$$

für die überlappungsfreie Zeit:

$$e_{g_{II}} = \frac{\sqrt{2}\,E_a}{X_g+X_a}\left[\cos(x+\alpha-\frac{\pi}{p})X_g+\sigma X_a\right] \lambda \leqq x \leqq \frac{2\pi}{p} \qquad (38b)$$

Wertet man diese Gleichungen für $X_a = X_g$, Drehreglerstellung $\alpha = 0$ und verschiedene Werte der Gegenspannung σ aus, so zeigt sich, daß die Spannungskurve im Zündpunkt $x = 0$ einen Knick, im Löschpunkt $x = \lambda$ einen Sprung macht.

Für $X_g = \infty$, gehen obige Gleichungen über in:

$$e_{g_I} = \sqrt{2}\,E_a\left[\frac{1}{2}\cos(x+\alpha)\right], 0 \leqq x \leqq \lambda; e_{g_{II}} = \sqrt{2}\,E_a\left[\cos(x+\alpha-\frac{\pi}{p})\right],$$

$$\lambda \leqq x \leqq \frac{2\pi}{p} \qquad (38c \text{ u.d})$$

Die Gleichspannung

springt für $\alpha = 0$ und $X_g = \infty$ nach oben sowohl im Zünd- als auch im Löschpunkt einer Phase.- Die Oberwellen der Gleichspannung lassen sich ohne grundsätzliche Schwierigkeiten berechnen, doch ergeben sich dabei so lange Formeln, daß sie hier nicht wiedergegeben werden können.

2. Anodendrosseln, unendlich große Kathodendrossel, ohmscher Widerstand als Belastung.

Für Anodendrosseln, endliche Kathodendrossel und ohmschen Widerstand kann eine strenge Rechnung nicht durchgeführt werden. Es wird deshalb jener Grenzfall berechnet, der den Höchstwert der Oberwellen und der Welligkeit liefert, die die Gleichspannung bei ohmscher Belastung, Anoden- und Kathodendrossel annehmen kann. Der Gleichstrom ist konstant, die Gleichspannung während des Überlappungsbereichs gleich der halben Summe der beiden Phasenspannungen, sonst gleich der Phasenspannung. Der Mittelwert der Gleichspannung beträgt:

$$E_{gm} = \sqrt{2}\,E_a \cdot \frac{p}{\pi} \cdot \sin\frac{\pi}{p}\cos(\frac{\lambda}{2}+\alpha) \cdot \cos\frac{\lambda}{2} \qquad (39)$$

Der Effektivwert der Gleichspannung:

$$E_{ge} = E_a\sqrt{1+\frac{p}{\pi}\sin\frac{\pi}{p}\left[\cos(\lambda+2\alpha)\left(\cos\frac{\pi}{p}\cos\lambda+\frac{1}{2}\sin\frac{\pi}{p}\sin\lambda\right)-\frac{\lambda}{2}\sin\frac{\pi}{p}\right]} \qquad (40)$$

Wird $\lambda = 0$, $X_a = 0$, so gehen die Gl. (42) und (43) in die früheren Gl. (1) und (3) über. Die Welligkeit für $\alpha = 0^\circ$, 30°, 45° ist in Bild 17 für $p = 3$ als Funktion von λ dargestellt.

Oberwellen. Für vorliegenden Fall ist die Berechnung der Oberwellen nach dem gewöhnlichen Fourierschen Verfahren am übersichtlichsten:

$$a_n = \sqrt{2}\, E_a \frac{p}{\pi} \sin\frac{\pi}{p} \cdot \frac{1}{n^2-1} \left[n \cos n\lambda \sin(\lambda+\alpha) - \sin n\lambda \cos(\lambda+\alpha) + n \sin\alpha \right] \tag{41a}$$

$$b_n = -\sqrt{2}\, E_a \frac{p}{\pi} \sin\frac{\pi}{p} \cdot \frac{1}{n^2-1} \left[\cos n\lambda \cos(\lambda+\alpha) + n \sin n\lambda \sin(\lambda+\alpha) + \cos\alpha \right] \tag{41b}$$

Nach diesen Formeln wurden die 3., 6. und 9. Oberwelle für $\alpha = 0^\circ$, 45° ausgerechnet und in Bild 18 als Funktion von λ aufgezeichnet. Sie zeigen besonders bei höherer Aussteuerung sehr starke Schwankungen.

B. V e r s u c h e .

I. Meßverfahren.

1. Grundschaltbild, Mittelwert, Effektivwert, Welligkeit, Induktivität der Drosseln, Brenndauer des Anodenstromes.

Bild 19 zeigt das grundsätzliche S c h a l t b i l d des Gleichrichters und der Meßeinrichtung. Der Gleichrichter wurde unmittelbar an das Drehstrom-Niederspannungsnetz von 130 V Phasenspannung angeschlossen. Bei unmittelbarem Anschluß an das leistungsfähige Drehstromnetz sind die Netzinduktivitäten für vorliegenden Versuch vernachlässigbar, der Lichtbogenabfall des Gleichrichters gegenüber der erzeugten Gleichspannung jedoch beachtlich.

Die S t e u e r u n g wurde nach dem Toulon-Verfahren (6) ausgeführt, nach welchem die Gitterwechselspannung durch einen Drehregler gegenüber der Anodenspannung in der Phase verschoben wird. Wo die Gitterwechselspannung, von negativen Werten kommend, die Zündspannung durchschneidet, erfolgt die Zündung.

Der M i t t e l w e r t von Gleichspannung und Gleichstrom wurde mit Drehspulinstrument gemessen, der Effektivwert mit Hitzdrahtinstrument, die Anodenspannung mit Dreheiseninstrument, die Gesamtoberwellenspannung durch Reihenschaltung eines Blockkondensators und eines thermischen Voltmeters, der Gesamtoberwellenstrom durch Luftstromwandler und sekundärseitiges Thermokreuz mit Drehspulinstrument. Es konnten fehlerfreie Messungen des Gesamtoberwellenstromes mit Stromwandler und Thermokreuz herunter bis 30mA ausgeführt werden. Für noch kleinere Meßbereiche wäre der Widerstand des Thermokreuzes so groß, daß er gegen die Sekundär-Induktivität des Wandlers nicht mehr vernachlässigt werden könnte.

A n o d e n - u n d K a t h o d e n d r o s s e l mußten für diese Versuche konstante Induktivitäten bis zum höchsten auftretenden mittleren Strom von etwa 20 A haben. Es wurden deshalb Eisendrosseln mit großem Luftspalt gewählt und der Luftspalt bei den ersten Messungen so lange verändert, bis die Induktivität konstant war und den gewünschten Wert hatte. Die Meßwerte waren für:

		1/1 Wcklg.	1/2Wcklg.	1/4Wcklg.	R
3 Anodendross. je	$X_{a(50Hz)}$ =	5,13 ± 1%	1,66 ± 1%		- 0,105Ω
1 Kathodendross.	$X_{g(50Hz)}$ =	15,55 ± 1%	5,25 ± 1%	1,4	0,235Ω

Als Gegenspannung wurde die Hausnetzbatterie verwendet. Sie stand weit vom Verbrauchsort entfernt, die Verbindungsleitungen waren verhältnismäßig schwach, so daß der ohmsche Abfall gegenüber der Gegenspannung schon merklich war. Die B r e n n d a u e r der Anodenströme konnte mit der stroboskopischen Scheibe auf 1^0 genau bestimmt werden. Sie lief synchron mit 1500 U/min, konnte in der Phase beliebig verschoben werden und hatte am Rande zwei gegenüberliegende Schlitze.

2. Stromoberwellen.

a) W a h l d e r S c h a l t u n g . Nur das Resonanzprinzip eignet sich bekanntlich zur Messung der Strom- und Spannungsoberwellen. Es soll hier definiert werden: R = Resonanzwiderstand ω = Kreisfrequenz; ω_r = Resonanzkreisfrequenz; $D = R/\omega_r L = R\omega_r C$ = Dämpfung.

$v = (\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega})$ = Verstimmung $= 2 \cdot \frac{\omega - \omega_r}{\omega_r}$ für kleine Frequenzänderung.

$I_n = \frac{E_n}{R\sqrt{1+(\frac{v}{D})^2}}$ = Oberwellenstrom als Funktion der Verstimmung.

Je kleiner bekanntlich D, desto schärfer die Resonanz, desto größer die Amplitudenänderung bei der gleichen Verstimmung. In Bild 20 ist eine Resonanzkurve für D = 0,033 gezeichnet.

Drei hinsichtlich ihrer Trennschärfe verschiedene Resonanzschaltungen mit veränderlicher Kapazität können für die Oberwellenmessungen in Frage kommen. In jedem Falle ist dabei eine Resonanzeinstellung vorzunehmen und der Ausschlag mit einem einer Kurve zu entnehmenden Faktor zu multiplizieren.

1. Resonanzstromwandler. Bei Abstimmung auf die Oberwelle der Kreisfrequenz ω_n gilt:

$I_{n2} = I_{n1} \cdot \frac{\omega_n M_{12}}{R_2}$; $I_{n1} = I_{n2} \cdot \frac{R_2}{\omega_n M_{12}}$, wo M_{12}

konstante, gegenseitige Induktivität der beiden Wicklungen ist , R_2 der Resonanzwiderstand des Kreises 2. Der Resonanzstrom I_{n2} wird dabei mit thermischem Strommesser gemessen. Theoretisch wächst also die Empfindlichkeit des Resonanzstromwandlers proportional der Frequenz, praktisch etwas geringer, weil auch R_2 mit der Frequenz zunimmt.

2) Wellenmesser. Man mißt an stelle des Stromes im Sekun-

därkreis die Resonanzspannungan der Drossel oder am Kondensator:

$$E_{n2}=I_{n2}\cdot\omega_n L_2=\frac{I_{n1}\cdot\omega_n M_{12}}{R_2}\cdot\omega_n L_2;\quad I_{n1}=E_{n2}\cdot\frac{R_2}{\omega_n^{\,2}\cdot M_{12}\cdot L_2}$$

Die Empfindlichkeit des Wellenmessers wächst demnach theoretisch mit dem Quadrat der Frequenz. M_{12} ist veränderlich; mit dieser Anordnung, die unten ausführlich behandelt wird, wurden die späteren Messungen ausgeführt. Der qualitative Empfindlichkeitsunterschied zwischen Resonanzstromwandler und Wellenmesserwird besonders deutlich aus Bild 21, wo dieselbe Stromkurve nach beiden Meßschaltungen analysiert wurde.

3) Doppelt abgestimmter Analysator. Gemessen wird die Resonanzspannung an Spule oder Kondensator des Kreises 3:

$$E_{n3}=I_{n1}\cdot\frac{\omega_n\cdot M_{12}}{R_2}\cdot\frac{\omega_n\cdot M_{23}}{R_3}\cdot\omega L_3;\quad I_{n1}=E_{n3}\cdot\frac{R_2\cdot R_3}{\omega_n^{\,3}M_{12}M_{23}L_3}\cdot$$

Die Empfindlichkeit wächst theoretisch also mit der 3. Potenz der Frequenz. M_{12} und M_{23} sind veränderlich. Bild 20 zeigt die resultierende Resonanzkurve für zwei abgestimmte Kreise gleicher Dämpfung. Sie sind fast doppelt so stark gedämpft wie der einfache Schwingungskreis des gleichen Bildes. Die Kurve ist berechnet nach dem Ausdruck: $I_{n2}=\frac{E_{n1}\cdot\omega M_{12}}{R^2\sqrt{1+(\frac{v}{D})^2}\cdot\sqrt{1+(\frac{v}{D})^2}}$

Die beiden Kurven verlaufen für geringe Verstimmung ganz ähnlich, für größere Verstimmung fällt die resultierende dagegen stark unter die einfache, sie besitzt also eine wesentlich größere Trennschärfe. Die resultierende Resonanzkurve ist nur dann eine einfache Kurve, wenn die Kopplung $(K=\frac{M}{\sqrt{L_1L_2}})$ der beiden Kreise extrem lose ist, also die Rückwirkung des zweiten Kreises auf den ersten verschwindet.

Der gewöhnliche Resonanzstromwandler mit normaler Dämpfung (D=0,2) und thermischem Strommesser reicht etwa zur Messung der fünf ersten Oberwellen des ungesteuerten Dreiphasengleichrichters aus. Der Wellenmesser mit einer Dämpfung D = 0,1 genügte noch zur Messung der 10. Oberwelle des gesteuerten Dreiphasengleichrichters und konnte damit die hier gestellte Aufgabe erfüllen. Der doppelt abgestimmte Analysator mit einer Dämpfung D = 0,2 gibt sehr gute Trennschärfe und eignet sich besonders zur Geräuschanalyse.

b) M e ß f e h l e r infolge der übrigen Oberwellen. Bei der

Messung einer Oberwelle wird durch die anderen Oberwellen ein bestimmter Fehler verursacht, da der Scheinwiderstand des Resonanzkreises für die außer Resonanz befindlichen Oberwellen nicht unendlich groß ist. Die rechnerische Korrektur des Fehlers ist meist umständlich, es wird deshalb die Trennschärfe des Kreises und die Meßstelle so gewählt, daß der Fehler vernachlässigbar ist. Die relative Größe dieses Fehlers bei Strommessung bezw. Spannungsmessung an Drossel oder Kondensator ergibt sich aus der Bedingung, daß sowohl der Strom der in Resonanz als auch einer außer Resonanz befindlichen Oberwelle im ganzen Kreis derselbe sein muß. Bildet man das Verhältnis der außer Resonanz befindlichen zu der in Resonanz befindlichen Oberwelle, so erhält man näherungsweise, wenn die Frequenz der störenden Oberwelle m kleiner ist als die der gestörten n:

Bei Messung der Spannung an der Drossel: $\frac{U_{mL}}{U_{nL}} = \frac{U_m}{U_n} \cdot \frac{m^3 R_n}{n^3 \omega L}$

" " " " am Kondensator: $\frac{U_{mc}}{U_{nc}} = \frac{U_m}{U_n} \cdot \frac{m\, R_n}{n \cdot \omega L}$

" " des Stromes: $\frac{I_m}{I_n} = \frac{U_m}{U_n} \cdot \frac{m^2 R_n}{n^2 \cdot \omega L}$

Es bedeuten: U_{mL} = Spannung der mten Oberwelle an der Drossel

U_{nL} = Resonanzspannung der nten Oberwelle an der Drossel

U_m = Spannung der mten Oberwelle

U_n = Spannung der nten Oberwelle

ω = Kreisfrequenz der Grundwelle.

Der Meßfehler, der durch eine Oberwelle von niedrigerer als der Resonanzfrequenz verursacht wird, ist also bei der Messung am Kondensator am größten, bei der Spule am kleinsten bei Strommessung liegt er in der Mitte.

Für störende Oberwellen von höherer als der Resonanzfrequenz gilt das Umgekehrte. Beim ungesteuerten Gleichrichter und auch beim gesteuerten mit Induktivität überwiegen stark die Stromoberwellen niedriger Frequenz, so daß die Messung an der Spule einwandfrei ist.

Beim gesteuerten Gleichrichter ohne Induktivität sind auch die höheren Oberwellen merklich, so daß bei der Messung an der Spule ein geringer Fehler entstehen kann. Eine Messung am Kondensator ist jedoch auch in diesem Falle nicht zweckmäßig, einerseits weil beim gesteuerten Gleichrichter mit ohmscher Last auch die Oberwellen niedriger Ordnungszahl groß sind, anderseits weil bei Analyse der Gleichspannung, die ebenfalls mit dem Wellenmesserkreis in einfacher Resonanzschaltung ausgeführt werden soll, ohnedies nicht am Kondensator gemessen werden kann, weil an ihm die gesamte Gleichspannung liegt. Durch die Netzfrequenzschwankungen verursachte Verstimmungen sind unbedenklich, da bei der Messung die genaue Resonanz durch geringe Kapazitätsänderung jeweils eingestellt werden kann.

c) W e l l e n m e s s e r zur Messung der Stromoberwellen. Bild 22 zeigt die Wellenmesserschaltung in der verwendeten Form. Die Kopplungsspule wird vom Hauptstrom durchflossen, die Resonanzkreisinduktivität besteht aus zwei Spulen. Die kleinere Spule wird von der Kopplungsspule induziert, die größere beeinflußt die aufgewickelte Tertiärspule des aperiodischen Indikatorkreises. Diese darf nicht vom Primärfeld getroffen werden, da sonst die nicht in Resonanz befindlichen Oberwellen einen Dauerausschlag erzeugen. Die Spannung des Tertiärkreises wird über einen Dreistufenverstärker mit Gleichrichterinstrument gemessen. Der Indikatorkreis ersetzt das statische Voltmeter zur Messung der Drosselspulenspannung, das für größere Meßreihen wegen seiner geringen Dämpfung unbequem ist. Bei Resonanz gilt für die betreffende Oberwelle:

$$I_{n2}=I_{n1}\cdot\frac{\omega_n M_{12}}{R}$$

Resultierender Resonanzwiderstand: $R = R_2 + \frac{\omega_n^2 M_{23}^2}{R_3^2+\omega^2 L_3^2}\cdot R_3 = R_2+R_3'$

$$E_{n3}=I_{n3}\cdot R_3=I_{n2}\cdot\frac{\omega_n M_{23}}{\sqrt{R_3^2+(\omega_n L_3)^2}}\cdot R_3;\quad I_{n1}=\frac{E_{n3}}{\omega_n^2}\cdot\frac{\sqrt{R_3^2+(\omega_n L_3)^2}}{M_{12}\cdot M_{23}}\cdot\frac{R}{R_3}$$

Der gesuchte Oberwellenstrom ist also der Ausgangsspannung E_{n3} und einem von ω abhängigen Faktor proportional.(7)

Die Tertiärspule hatte eine Induktivität L_3 = 0,18 mH, der äußere Widerstand betrug 200 000 Ω (hochohmiger Spannungsteiler). Demnach kann man ωL_3 noch für 1200 Hz gegen R_3 vernachlässigen. Die konstante Gegeninduktivität M_{23} betrug 18,5 mH. Hiermit erhält man auch bei kleineren Stromoberwellen noch ausreichende Ausschläge. R_3' ist demnach für 1200 Hz $\ll R_2$, also $R = R_2$, d.h. die Rückwirkung des Indikatorkreises auf den Resonanzkreis ist vernachlässigbar.

Der Resonanzwiderstand R_2 wurde nach der Zusatzwiderstandmethode bestimmt (s. Bild 23). Die gegenseitige Induktivität M_{12} als Funktion des Abstandes wurde aus dem Spannungsübersetzungsverhältnis: $M_{12} = \frac{E_2}{E_1} L_1$ s. Bild 24.

Eine Rückwirkung des Resonanzkreises auf die Kopplungsspule wurde festgestellt, wenn der Abstand zwischen beiden Spulen kleiner als 5 cm war und die Kopplungsspule an eine weitere Spule angeschlossen war, die transformatorisch gespeist wurde. Wird die Kopplungsspule betriebsmäßig vom Gleichrichterstrom durchflossen, so kann man stets die Rückwirkung vernachlässigen. Ist nämlich die Induktivität des Gleichstromkreises gering, so sind die Oberwellen so groß, daß man den Anstand von 5 cm nicht zu unterschreiten braucht, ist sie groß, so wird selbst bei engster Kopplung eine beträchtliche Erhöhung des Widerstandes der Kopplungsspule gegenüber dem übrigen Oberwellenwiderstand vernachlässigbar.

Sämtliche verfügbaren Glasplatten- und Luftdrehkondensatoren, mit einem Verlustwinkel von weniger als 3 ' , wurden zu einer Batterie zusammengebaut (0,092 u F) und dann die Induktivität des Kreises so gewählt, daß man mit einer Spule auf alle Oberwellen zwischen 150 und 1200 Hz abstimmen konnte.

Die beiden Spulen des Resonanzkreises hatten eine Induktivität L = 2,9 H bezw. 11,4 H. Die Induktivität wurde aus einer Resonanzmessung bestimmt, für die C und ω ($= \varkappa p \cdot v = \varkappa p \cdot 50$) bekannt waren. Trägt man die Quadrate der Wellenlängen der Oberwellen über die Resonanzkapazität auf, also $\lambda_n^2 = f(C_n + C_o)$, so ergibt der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Abszisse die Eigenkapazität der Spule C_0 = 190 cm. Um diesen Wert ist die äußere einzustellende Resonanzkapazität kleiner als der theoretische Wert (17,5 % bei 1200 Hz). Die Darstellung $C_r = f(v)$ s. Bild 27 ergibt die Frequenzeichkurve des Wellenmessers, daraus wurden bei den späteren Eichmessungen mit der Hochfrequenzmaschine die genauen Frequenzen jeweils abgelesen.

Da ein ausreichend empfindliches Thermokreuz mit Galvanometer für den Tertiärkreis nicht zur Verfügung stand, wurde die Spannung des Tertiärkreises über einen Spannungsteiler und einen Dreistufen-Widerstandverstärker (s.Bild 25) mit einem Gleichrichterinstrument gemessen (30 V, 15000Ω). Der Ausgangstransformator hatte einen Luftspalt. Als Ausgangsröhre wurde die Kraftverstärkeröhre RE 604 benutzt, die eine Anodenwechselspannung von 30 V abgeben kann, die Übersteuerung durch ein Milliamperemeter im Anodenkreis dieser Röhre überwacht. Die erste Verstärkerstufe wurde metallisch geschirmt, die Verbindung zwischen Tertiärwicklung und Verstärker durch Mikrophonkabel hergestellt, das Potential des Resonanz- und des Tertiärkreises wurde durch Erdung genau festgelegt. Die

Verstärkung V (s.Bild 26) ist zwischen 150 und 1200 Hz nahezu konstant.

Der Dämpfungswiderstand des Resonanzkreises wurde sowohl nach dem Zusatzwiderstandsverfahren als auch aus einer Stromspannungsmessung bei Resonanz bestimmt. Zufolge der Stromverdrängung und der dielektrischen Verluste in der Eigenkapazität der Spule wurde ein starkes Anwachsen des Resonanzwiderstandes mit der Frequenz verursacht. Bei Verwendung von Litze und kapazitätsarmer Wicklungsanordnung würde der Dämpfungswiderstand erheblich weniger mit der Frequenz zunehmen und der Wellenmesser noch zur Analyse von Oberwellen erheblich höherer Frequenz ausreichen.

Es kann jetzt der frequenzabhängige Faktor K' berechnet werden, mit dem die Tertiärspannungen zu multiplizieren sind, um die Primärströme zu erhalten:

$$I_{n1} = E_{n3} \cdot \frac{R_2}{\omega^2 \cdot V \cdot M_{12} \cdot M_{23}} = E_{n3} \cdot K' \quad \text{(s. Bild 27).}$$

Der Faktor K' wurde auch unmittelbar durch Messung des Primärstromes und der Tertiärspannung ermittelt. Das gemessene K' stimmt mit dem berechneten überein. Die Messungen wurden bei einem Kopplungsabstand von 10 cm ausgeführt. K' fällt von 150 bis 600 Hz auf 10% seines Anfangswertes und hat zwischen 600 und 1200 Hz ein flaches Minimum. Die Empfindlichkeit ist also bei 1200 Hz etwa 10mal so groß als bei 150 Hz. Läßt man einen Minmalausschlag des Ausgangsvoltmeters von 3 V zu und wählt man die engste Kopplung, so kann man den Gleichrichter-Oberwellenstrom der Frequenz 1200 bis herunter auf 2 mA messen. Nach oben bestehen, abgesehen von fremden Feldern, keine Grenzen, da Spannungsteiler und Kopplung beliebig klein eingestellt werden können. Die Oberwelle der Frequenz 1200 wird im Gleichstromkreis bei induktiver Belastung 8mal so stark verkleinert wie die von 150 Hz, anderseits wird sie im Meßkreis etwa 10mal so stark verstärkt, die Ausschläge des Voltmeters bei Messung der Oberwellenströme stehen also ungefähr im selben Verhältnis wie die Oberwellenspannungen.

Es wurden Oberwellenstromkurven als Funktion der Gleichrichterbelastung, des Aussteuerungsgrades und des Resonanzwiderstandes gemessen, von denen in Bild 28 zwei aufgezeichnet sind. Wenn der Gleichrichterstrom lückt, lassen sich kein Oberwellenkurven messen, weil ,der Strom des Resonanzkreises sich dem Gleichrichterstrom nicht mehr ungestört überlagern kann . Der Maximalausschlag für die 24. Oberwelle soll wenigstens 3mal so groß sein wie der Minimalausschlag zwischen der 21. und 24., damit der Meßfehler vernachlässigbar ist. Wünschenswert wäre der Nulldurchgang der Oberwellenkurve zwischen zwei Resonanzpunkten, aber dazu wäre ein doppel abgestimmter Analysator nötig.

Die gemessenen Stromoberwellenkurven können rechnerisch

geprüft werden. Die Ausschläge für die nte Oberwelle als Funktion von C folgen der Gleichung:

$$E_{n3} = \frac{E_{n1}}{\sqrt{R_1^2+(\omega\, n\, L_1)^2}} \cdot \frac{1}{\kappa'\sqrt{1+(\frac{V}{D})^2}}$$; die einzelnen Oberwellenströme sind bis zum nächst höheren und tieferen Resonanzpunkt zu berechnen und die beiden gleichzeitig fließenden geometrisch **zu addieren.**

3. Spannungsoberwellen.

Zur Messung der Spannungsoberwellen wird derselbe Resonanzkreis verwendet wie zur Messung der Stromoberwellen, und zwar in der Schaltung nach Bild 22 b. Zur Feinabstimmung wurde an stelle der Luftdrehkondensatoren ein Öldrehkondensator benutzt, da bei der Messung der 3. Spannungsoberwelle des gesteuerten Gleichrichters Resonanzspannungen von über 1000 V auftraten. Im Resonanzfall gilt für die betreffende Oberwelle:

$$E_{n1} = E_{n3} \cdot \frac{R_2}{\omega_n \cdot M_{23} \cdot V} = E_{n3} \cdot \kappa'' \quad , \text{ wo } \kappa'' = \kappa' \cdot \omega_n M_{12} \cdot$$

κ'' ist also umgekehrt proportional ω, während κ' umgekehrt proportional ω^2 war. Da für die Stromoberwellen der induktive Widerstand proportional der Frequenz zunimmt, ergibt sich, daß die Ausschläge für die Strom- und Spannungsoberwellen von der gleichen Größenordnung sind, beide also mit derselben Genauigkeit gemessen werden können. Der Faktor κ'' wurde berechnet und gemessen und ist in Bild 27 als Funktion der Frequenz aufgetragen. Mit diesem Resonanzkreis können noch Oberwellenspannungen der Frequenz 1200 herausgesiebt und bis herunter zu etwa 0,05 V gemessen werden.

In Bild 29 ist eine Schar von gemessenen Spannungsoberwellenkurven aufgezeichnet. Im Leerlauf des Gleichrichters können die Oberwellenspannungen nicht gemessen werden, sie stimmen mit denen bei Belastung überein, wenn keine wechselstromseitigen Induktivitäten vorhanden sind. Die verstärkte Oberwellenkurve der Gleichspannung kann rechnerisch geprüft werden. Die einzelnen Oberwellen sind wieder bis zum nächst höheren und tieferen Resonanzpunkt nach der Formel zu berechnen: $E_{n3} = \frac{E_{n1}}{\kappa''\sqrt{1+(\frac{V}{D})^2}}$ und dann zusammengehörige Werte geometrisch zu addieren.

Mit dem Resonanzkreis wurde auch die Phasenspannung des Niederspannungsnetzes bei verschiedenen Schaltzuständen

und Belastungsverhältnissen mehrfach analysiert. In Bild 30 ist die Spannungsoberwellenkurve für größte und kleinste Verzerrung (Grenzwerte der Oberwellen) aufgezeichnet.

4. Störspannung.

Für die relative Störwirkung der hörbaren Schwingungen hat man bekanntlich experimentell die Kurve Bild 31 gefunden. Als objektives Maß für die Störwirkung der Spannungsoberwellen hat man die Störspannung definiert als geometrische Summe aus sämtlichen Spannungsoberwellen multipliziert mit einem obiger Kurve zu entnehmenden Faktor g_n: $E_{st} = \sqrt{\sum_n (E_n \cdot g_n)^2}$. Mit dieser Formel ist dann zu rechnen, wenn die Starkstromleitung eine induktive Wirkung auf die Fernmeldeleitung ausübt und der induktive Widerstand für die Oberwellen der Starkstromleitung überwiegt. Auf weitere in diesem Zusammenhang gebräuchliche Kenngrößen wird hier nicht eingegangen, einerseits weil die eben definierte Störspannung bereits ein ausreichendes und anschauliches Bild von der Störfähigkeit eines gesteuerten Gleichrichters gibt, anderseits weil auch die übrigen Größen berechnet werden können, sobald die einzelnen Spannungsoberwellen bekannt sind.

Schaltet man vor ein geeignetes thermisches Meßinstrument ein Filter, das die Frequenzen entsprechend ihrer Störwirkung durchläßt, die obige Multiplikation und Summenbildung also selbsttätig durchführt, so hat man einen Störspannungsmesser. Die Störfaktorkurve hat große Ähnlichkeit mit einer Resonanzkurve, wenn man ihren unteren unregelmäßigen Teil durch eine Gerade ersetzt. Es wurde deshalb zunächst versucht, sie durch einen einfachen Resonanzkreis nachzubilden. Die richtige Resonanzfrequenz erhält man durch geeignete Wahl des Produktes $\sqrt{LC}$, den anfänglichen fast linearen Anstieg der Kurve durch pasende Wahl von C, denn für niedrige Frequenzen ist der Widerstand fast ausschließlich kapazitiv und nimmt ungefähr proportional mit der Frequenz ab. Durch den Dämpfungswiderstand R kann man dann noch das Maximum und den Kurvenlauf in der Nähe des Maximums vorschreiben, die Resonanzkurve also in senkrechter Richtung dehnen oder drücken. Die Kurve ist in der Nähe des Maximums umso symmetrischer, je kleiner die Dämpfung ist. Der Kurvenlauf bei höheren Frequenzen ist im wesentlichen durch die Induktivität L bestimmt, aber L ist durch das Produkt $\sqrt{CL}$ und C bereits festgelegt.

Es wurden mehrere Resonanzkreise untersucht und dabei gefunden, daß die einfachen Resonanzkurven, wenn sie unterhalb der Resonanzfrequenz sich der Störfaktorkurve gut anpassen, bei den höheren Frequenzen erheblich über dieser Kur-

ve liegen. Dieser allgemeine Verlauf der Resonanzkurve ist verständlich, denn der Scheinwiderstand des Resonanzkreises wird auf der kapazitiven Seite bereits bei der Frequenz Null unendlich groß, auf der induktiven Seite aber erst bei der Frequenz unendlich.

Beim einfachen Resonanzkreis würde also das Instrument oberhalb der Resonanz zu viel anzeigen, d.h. die höheren Perioden zu stark bewerten. Dieser Fehler läßt sich dadurch beheben, daß man parallel zum Instrument einen Kondensator legt und ihn so bemißt, daß er gerade den mit der Frequenz zunehmenden Fehlerstrom führt (8). Man kommt so zu der einfachen Schaltung des Störspannungsmessers (Bild 31). Der Widerstand vor dem Thermokreuz mit Galvanometer ist ein Zusatzwiderstand, der den Widerstand der Thermokreuze mit verschiedenen Meßbereichen jeweils zu einem konstanten Wert ergänzt.

Es ist jetzt noch der strenge experimentelle und mathematische Nachweis zu führen, daß der frequenzabhängige Ausschlag des Instrumentes mit der Störfaktorkurve übereinstimmt. - Die Schaltung wurde aufgebaut aus Kondensatoren mit einem Verlustwinkel von etwa 35' bei 1000 Hz, aus einer Luftdrosselspule mit mehreren Anzapfungen und Thermokreuzen mit Galvanometer. Die richtigen Daten des Siebkreises können nur experimentell gefunden werden:

$L_1 = 0{,}0345$ H $\qquad R_2 = 56\ \Omega \qquad C_1 = 0{,}78$ uF.

$R_1 = 30{,}4\ \Omega \qquad R_3 = 3\ \Omega \qquad C_3 = 3{,}47$ uF.

Die Widerstände R_1 und R_3 erhöhen sich um die Verlustwiderstände der Kondensatoren. Die gemessenen Werte der Störfaktorkurve sind in Bild 31 eingetragen, sie fallen bis 1300 Hz mit der theoretischen Kurve vollständig zusammen. Der geringe Plusfehler über 1300 Hz ist belanglos, da nach einer Überschlagsrechnung die Oberwellen bis 1200 Hz auch bei 45° Aussteuerung bereits 97 % der Gesamtstörspannung ausmachen. Den Hauptanteil der Störspannung stellen beim ungesteuerten Gleichrichter die unteren Oberwellen dar, bei Aussteuerung liefern außerdem die Oberwellen um die Frequenz 1000 Hz einen weiteren wesentlichen Beitrag.

Mit den in Bild 31 eingetragenen Bezeichnungen lassen sich für den Störspannungsmesser folgende Gleichungen anschreiben:

Meßstrom: $\mathfrak{J}_{n2} = \frac{\mathfrak{E}_n}{\mathfrak{Z}_r} \cdot \frac{\mathfrak{Z}_3}{(\mathfrak{Z}_2 + \mathfrak{Z}_3)}$; $\mathfrak{Z}_r$, $\mathfrak{Z}_2$, $\mathfrak{Z}_3$ = Widerstandsoperatoren.

$$\mathfrak{Z}_3 = R_3 + \frac{1}{j\omega C_3}\ ;\quad \mathfrak{Z}_2 = R_2;\quad \mathfrak{Z}_r = \frac{R_2\left(R_3 + \frac{1}{j\omega C_3}\right)}{R_2 + \left(R_3 + \frac{1}{j\omega C_3}\right)} + R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}$$

$$\mathfrak{Z}_r = \frac{\left(R_2^2(R_1 + R_3) + 2\,R_1\,R_2\,R_3 + (R_3^2 + \frac{1}{\omega^2 C_3^2})(R_1 + R_2)\right)}{(R_2 + R_3)^2 + \frac{1}{\omega^2 C_3^2}}$$

$$+ \frac{j\left((R_2 + R_3)^2(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}) + \frac{1}{\omega^2 C_3^2}\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - R_2^2 \omega C_3\right)\right)}{(R_2 + R_3)^2 + \frac{1}{\omega^2 C_3^2}}$$

$\mathfrak{Z}_r$ wird unendlich, wenn entweder $\omega = 0$ oder wenn $\omega = \infty$ wird.

Minimalwiderstand: $R = \dfrac{R_2^2(R_1+R_3)+2R_1R_2R_3+(R_3^2+\frac{1}{\omega^2 C_3^2})(R_1+R_2)}{(R_2 + R_3)^2 + \frac{1}{\omega^2 C_3^2}}$

Den Ort des Minimalwiderstandes erhält man aus der Bedingung, daß hierfür das zweite Glied des Andruckes für $\mathfrak{Z}_r$ verschwindet.

$$\omega_r^2 = \frac{1}{2(R_2+R_3)^2 L_1 C_3^2}\left(\left[(R_2+R_3)^2\frac{C_3^2}{C_1} + R_2^2 C_3 - L_1\right] + \right.$$

$$\left. + \sqrt{\left[(R_2+R_3)^2\frac{C_3^2}{C_1} + R_2^2 C_3 - L_1\right]^2 + 4(R_2+R_3)^2 L_1 (\right.$$

Die nach diesen Formeln mit den experimentell gefundenen Daten berechnete Kurve stimmt ebenfalls mit der Sollkurve gut überein. Eine geringe Abweichung ist im und oberhalb des Resonanzpunktes vorhanden, was vermutlich auf eine Ungenauigkeit in der Bestimmung von L und C zurückzuführen ist.

II. Meßergebnisse.

1. Lichtbogenspannung, Zünd- und Löschkennlinie des Kolbens.

Die mittlere Lichtbogenspannung E_o wurde wattmetrisch bei ohmscher Belastung gemessen: $E_o = \frac{W}{I_{am}}$ V. Bild 32 zeigt den Verlauf der Lichtbogenspannung über dem mittleren Strom. Sie ist bei geringer Belastung hoch, fällt mit zunehmender Last ab, hat ein flaches Minimum und steigt dann wieder rasch an. Die Erhöhung der Lichtbogenspannung bei niedrigem Strom ist durch die Verluste infolge Diffusion zu den Glasarmen, bei höherem Strom hauptsächlich durch die positiven Raumladungen vor den Armen verursacht.

Die Zünd- und Löschkennlinie wurde bei 130 V Phasenspannung als Funktion des mittleren Stromes gemessen, da der Einfluß des Dampfdruckes den aller übrigen Größen weit übertrifft (s.Bild 33). Zur Messung der Kennlinie wurde der Kolben als normaler Drehstromgleichrichter mit ohmscher Last betrieben. Die Gitter der beiden gerade nicht untersuchten Arme waren über Widerstände von 10 000 Ω mit ihren Anoden verbunden. An das Gitter des untersuchten Armes wurde über einen Spannungsteiler eine von 0 bis + 30 V stufenlos regelbare Gleichspannung gelegt. Ausgehend von + 30 V , wo alle 3 Anoden gleichmäßig brannten, wurde die positive Gitterspannung erniedrigt, bis der untersuchte Arm zum erstenmal erlosch und schließlich überhaupt nicht mehr zündete (Löschbereich), darauf die Spannung rasch auf Null erniedrigt und allmählig wieder gesteigert, bis die Anode zum erstenmal zündete und schließlich wieder gleichmäßig brannte (Zündbereich). Zwischen diesen beiden Grenzen flackert die Entladung, ihr Zünden und Löschen ist abhängig von der Lage des wandernden Kathodenflecks und der dadurch bedingten Dampfdruckänderung im untersuchten Arm. Die Kennlinie verläuft ganz im Positiven hat zunächst bei geringen Strömen einen größeren Streubereich, der bei etwa 30 A verschwindet, wo die durch das Umherirren des Kathodenflecks entstehenden Dampfdruckänderungen vernachlässigbar sind gegenüber dem mittleren Dampfdruck. Zünd- und Löschkennlinie sind dann praktisch gerade und fallen fast zusammen.

2. Oszillogramme von Gleichspannung und Gleichstrom.

Für starkstromtechnische Untersuchungen ist das Oszillogramm ausreichend, aus dem man die 3 bis 4 ersten Oberwellen mit dem Analysator entnehmen kann. Genauer lassen sich die Oberwellen bestimmen, wenn man den Oberwellenstrom allein über einen Luftstromwandler von ausreichender sekundärer Induktivität oder die Oberwellenspannung allein über einen Kondensator von ausreichender Kapazität aufnimmt. Für größere

systematische Oberwellenuntersuchungen ist das oszillographische Verfahren nicht geeignet, da es sehr zeitraubend und nicht allzu genau ist. Dann ist ein direkt anzeigendes Meßgerät, wie es oben beschrieben ist, am Platze. Für die Ermittlung der höheren Oberwellen ist ein solches Gerät unentbehrlich.

Die zu jedem Oszillogramm gehörigen Meßwerte von Spannung und Strom sind in der Tafel angegeben. Die Oszillogramme wurden nachgerechnet und mit dem Maderschen Analysator untersucht. In fast allen Fällen stimmen Rechnung und Experiment auf einige Prozent überein, vereinzelt betrugen die Unterschiede bis zu 10 %, weil die früher zwecks Vereinfachung der Rechnung gemachten Annahmen, daß einmal der Spannungsabfall des Kolbens, dann der ohmsche Widerstand des Gleichstromkreises vernachlässigbar ist und daß die Induktivität der Drosseln auch bei den Scheitelströmen konstant bleibt, nicht genau zutreffen.

Tafel zu den Oszillogrammen von Gleichspannung und Gleichstrom
E_a = 130 V (Bild 34)

Nr. des Osz.	R_{Bel} Ω	E_g V	X_g Ω	X_a Ω	E_{gmo} V	E_{gmB} V	E_{ge} V	I_{gm} A	I_{ge} A
	-	98,0	5,25	5,13	130,0	102,0	105,2	10,4	10,65
1	-	90,0	5,25	5,13	111,5	93,0	98,0	10,0	10,15
	-	67,4	5,25	5,13	92,0	70,5	79,0	9,9	10,32
	-	85,8	5,25	5,13		88,0	89,0	15,2	15,35
2	-	81,2	5,25	5,13	111,5	83,5	83,5	10,6	10,9
	-	74,8	5,25	5,13	93,0	75,5	76,0	4,6	5,0
	3,02	-	-	5,13	91,5	51,0	73,0	16,9	18,7
3	3,04	-	-	5,13	112,0	62,0	63,5	19,4	20,9
	3,33	-	-	5,13	133,0	69,0	70,0	20,7	22,0
	6,6	39,2	5,25	5,13	129,5	102,0	103,2	9,95	10,1
4	5,56	39,2	5,25	5,13	111,0	92,0	93,0	9,95	10,15
	3,38	39,2	5,25	5,13	91,0	72,0	73,5	10,1	10,33

3. Oberwellen, Welligkeit und Störspannung.

Nachfolgend sollen noch die gemessenen Oberwellen und Störspannungen für einige Betriebsfälle besprochen werden. Sie sind als kennzeichnend dür gesteuerte Gleichrichter anzusehen. Die belastungsabhängigen Kurven lassen sich in allen Fällen zwangslos bis zu den theoretischen Leerlaufwerten, die nicht gemessen werden können, verlängern.

a) Gleichrichter mit rein ohmscher Last. Der Gesamtoberwellenstrom ist, wie zu erwarten war, proportional dem mittleren Gleichstrom. Die Gesamtoberwellenspannung und Störspannung sind von ihm unabhängig. Bei voller Öffnung des Gleichrichters stimmen Gesamtoberwellenspannung und Störspannung mit den theoretischen Werten überein, bei größerer Sperrung ist die

gemessene Oberwellenspannung um rd. 5 %, die gemessene Störspannung um rd. 15 % kleiner als der theoretische Wert. Gesamtoberwellenspannung und Störspannung (s.Bild 35)durchlaufen als Funktion von α bei $\cos \alpha = 0{,}65$ ein flaches Maximum, das mit den berechneten Werten nach Bild 2 übereinstimmt.

b) Gleichrichter mit ohmscher und induktiver Last. Die Oberwellenspannungen vor der Drossel nehmen beim gesteuerten Gleichrichter gegenüber den Leerlaufwerten mit der Belastung geringfügig ab, hinter der Drossel sehr stark, und zwar schon bei kleinen Strömen und umsomehr, je höher die Frequenz ist. Für voll geöffneten Gleichrichter steigen die Kurven der Oberwellenspannungen vor der Drossel mit der Last etwas an, bei $\cos \alpha = 0{,}85$ sind sie konstant. Die Oberwellenströme sind als Funktion der Last konstant von dem Punkte an, wo der ohmsche gegenüber dem induktiven Widerstand verschwindet. Gesamtoberwellenspannung und Störspannung (Bild 36) für starke Aussteuerung fallen hinter der Drossel bei größerem Strom fast auf den Wert für volle Öffnung.

c) Ohmsche Last und Anodendrosseln. Die früher berechneten Oberwellenspannungen werden durch den Versuch bestätigt. (Bild 37) Die Oberwellenspannungen werden mit wachsender Last umso stärker gedämpft, je höher ihre Frequenz ist, bei voller Öffnung wesentlich, bei größerer Sperrung außerordentlich stark. Die Anodendrosseln sind beim Versuch größer als normal gewählt, um ihre Wirkung besonders deutlich zu machen. Der Gleichspannungsabfall ist dementsprechend groß. Die Störspannung (Bild 39), die mit der Aussteuerung erheblich stärker ansteigt als die Gesamtoberwellenspannung (Bild 38), wird in ihrem belastungsabhängigen Verlauf auch stärker reduziert, so daß beide von einer bestimmten Belastung an (hier etwa 10 A) sich nicht mehr wesentlich von den ungesteuerten Werten unterscheiden. In Bild 38 und 39 sind auch noch Gesamtoberwellenspannung und Störspannung für Drosseln von rd. 10% induktivem Spannungsabfall bei 15 A eingetragen.

d) Ohmsche Last, Anoden- und Kathodendrossel. Der Gesamtoberwellenstrom ist bei $\cos \alpha = 0{,}65$ in dem untersuchten Belastungsbereich fast doppelt so groß wie bei $\cos \alpha = 1$, er erreicht umso früher sein Maximum, je größer α und fällt dann auf Null im Kurzschlußpunkt ab. Die Gesamtoberwellenspannung (Bild 40) und Störspannung (Bild 41) vor der Kathodendrossel nehmen erheblich weniger ab als bei gleich großen Anodendrosseln allein. Die Störspannung für den ungesteuerten Gleichrichter, ebenso die für den gesteuerten Gleichrichter, von einem bestimmten Strom ab, nehmen sogar mit der Belastung zu. Hinter der Kathodendrossel nähern sich Gesamtoberwellenspannung und Störspannung des gesteuerten Gleichrichters schon bei mäßigem Gleichstrom dem Wert für den ungesteuerten Gleichrichter.

In Bild 42 sind noch Kurven für kleine Anodendrosseln

aufgenommen, Spannungsabfall etwa 10 % bei Nennstrom. Die Störspannung steigt zwischen Leerlauf und Vollast bei voll geöffnetem Gleichrichter fast auf den doppelten Leerlaufwert an, anderseits fällt die Störspannung für praktisch größte Aussteuerung (cos α = 0,75) auf etwa den halben Betrag ihres Leerlaufwertes, so daß sich die Störspannung für volle Öffnung und größte Sperrung bei Vollast nicht mehr erheblich unterscheiden. Die Gesamtoberwellenspannung vor der Kathodendrossel nimmt bei voller Öffnung von Leerlauf bis 15 A wenig zu, bei cos α = 0,85 etwas ab. Die Störspannung dagegen ist bei Aussteuerung (bei cos α = 0,75 etwa zur Hälfte) durch die Oberwellen um 900 Hz verursacht, und diese werden bei Vollast schon durch kleine Anodendrosseln ganz wesentlich abgesenkt.

Die Störspannung nimmt also im Leerlauf mit der Aussteuerung sehr stark zu, aber schon kleine, mit Rücksicht auf den Spannungsabfall erträgliche Drosseln genügen, um sie bei Vollast fast auf den Wert für volle Öffnung herabzudrücken. Die Gesamtoberwellenspannung nimmt mit der Aussteuerung weniger zu als die Störspannung, sie wird durch kleine Anodendrosseln bei Belastung auch weniger veringert, ihre Zunahme gegenüber voller Öffnung ist vom starkstromtechnischen Standpunkt aus erträglich.

Bei der dritten Oberwelle wurden Unterschiede bis zu 5 %, bei den höheren Oberwellen vereinzelt bis zu 20 % zwischen Messung und Rechnung gefunden, und zwar waren die gemessenen Werte meist höher. Dieser Fehler ist in der Hauptsache den Netzoberwellen zuzuschreiben. Dafür spricht, daß er besonders beim ungesteuerten Gleichrichter festgestellt wurde, wo die Oberwellen an sich klein sind. Die durch die Netzoberwellen möglicherweise verursachten Fehler lassen sich in bekannter Weise berechnen (9).

Schrifttum.

1. K. Müller-Lübeck und E. Uhlmann — Die Strom- und Spannungsverhältnisse der gittergesteuerten Gleichrichter, Arch.Elektrotechn. 1933 H. 5.

2. A. Köhler u. A. Walther, — Fouriersche Analyse von Kurven mit Ecken, Sprüngen und ähnlichen Besonderheiten. Arch. Elektrotechn. 1931 S. 747.

3. K. Müller-Lübeck: — Quecksilberdampfgleichrichter Bd. 1 u. 2; Berlin: Julius Springer 1924 u. 1929.

4. Marti u. Winograd, deutsch v. Gramisch: — Stromrichter, München: Oldenbourg 1933.

5. M. Demontvignier: — Theorie der gittergesteuerten Gleichrichter. Rev.gén. Electr. 1932, S. 625 u. 659.

6. L. Dunoyer u. P. Toulon, — Gittersteuerung von Gleichrichtern; D R P Nr. 415 910.

7. A. Meißner u. K.W. Wagner: — Oberschwingungen bei Maschinensendern. Jahrb. drahtl. Telegr. 1920, S. 201; Wellenmesser als Ersatz für Oszillographen. ETZ 44 S. 757.

8. Chr. Degoumois, — Die Störwirkung von Starkstrom- und Hochspannungsleitungen, Bull. schweiz.elektrotechn. Ver. 22 S. 517.

9. H. Geise u. W. Plathner, — Über den Einfluß der höheren Harmonischen des Drehstromnetzes auf die Oberwellenspannung von Gleichrichtern, ETZ, 52 S. 537.

10. H. Meyer-Delius, — Die Oberwellen der Gleichspannung und des primären Netzstromes in Gleichrichteranlagen. ETZ, 54 S. 959.

11. E. Hueter, — Ein direkt anzeigendes Oberwellenmessgerät. ETZ, 52 S. 471.

12. L. Roehmann, — Die Störwirkung von Gleichrichterbahnen. Diss.T.H.Breslau 1930

13. H. Barkhausen: — Elektronenröhren, Bd. 1 u. 3; Leipzig: S. Hirzel 1929.

14. H. Backhaus, — Siebketten, Hochfrequenztechn.= S. 11.

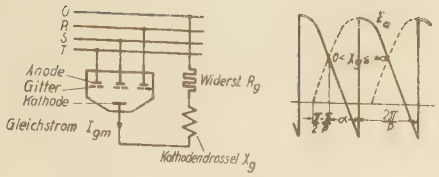
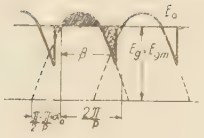


Bild 1. Schema und Gleichspannung eines gesteuerten Gleichrichters mit ohmscher Belastung und Gegenspannung.



$0 < X_g \leq \infty$

Bild 4 Gleichspannung bei Kathodendrossel und Gegenspannung

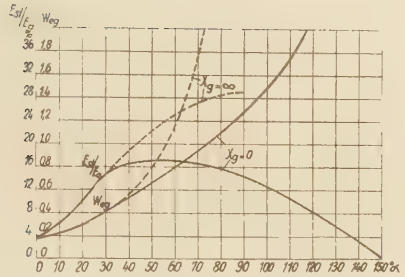


Bild 2. Welligkeit und Störspannung der Gleichspannung

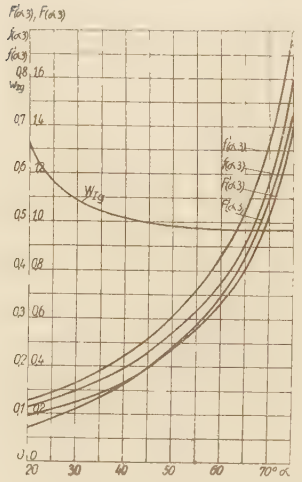


Bild 5. Funktionen für mittleren Gleichstrom, Welligkeit und Oberwellenstrom bei Gegenspannung und Kathodendrossel

Bild 3. Oberwellen der Gleichspannung.

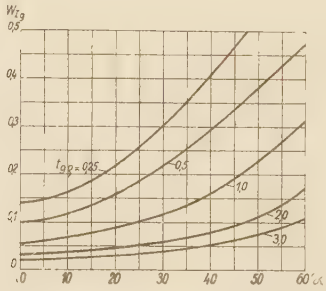


Bild 6 Welligkeit des Gleichstromes bezw. der Gleichspannung hinter der Kathodendrossel.

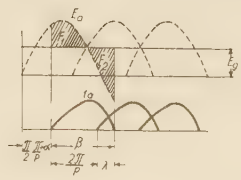


Bild 7. Anodenstrom bei Gegenspannung und Anodendrosseln

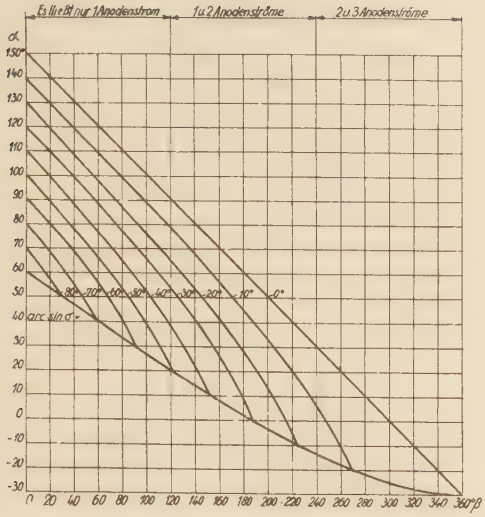


Bild 8. Zündwinkel und Brenndauer bei Gegenspannung und Anodendrosseln.

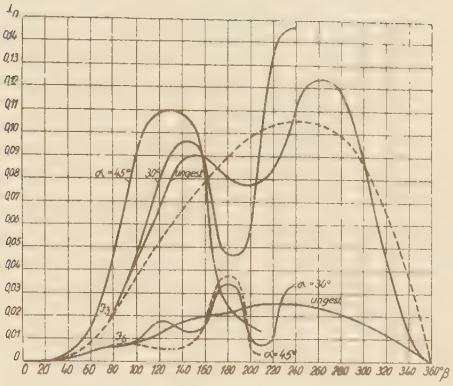


Bild 10. Stromoberwellen bei Gegenspannung und Anodendrosseln.

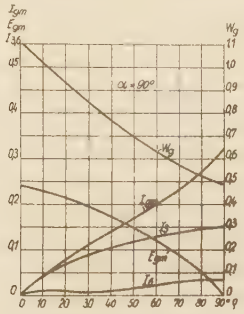


Bild 12. Mittelwert, Oberwellen und Welligkeit bei ohmscher Last und Anodendrosseln.

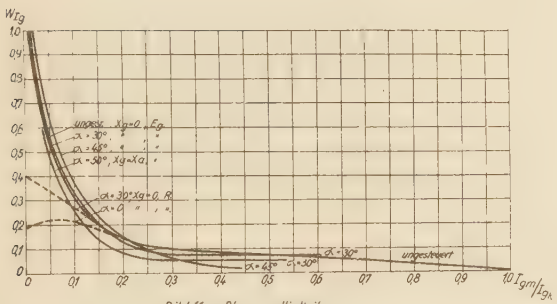


Bild 11. Stromwelligkeit.

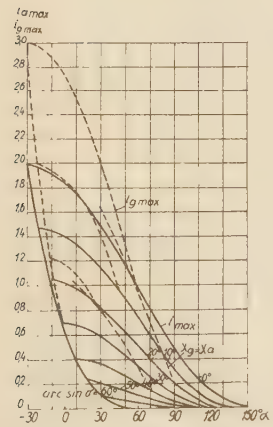


Bild 9. Stromscheitelwerte bei Gegenspannung und Anodendrosseln.

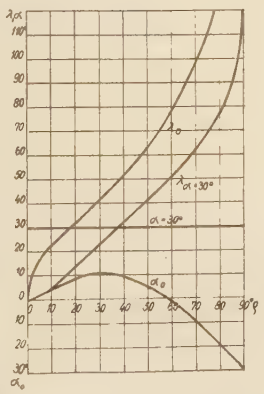


Bild 13. Überlappungs- und Zündwinkel bei ohmscher Last und Anodendrosseln.

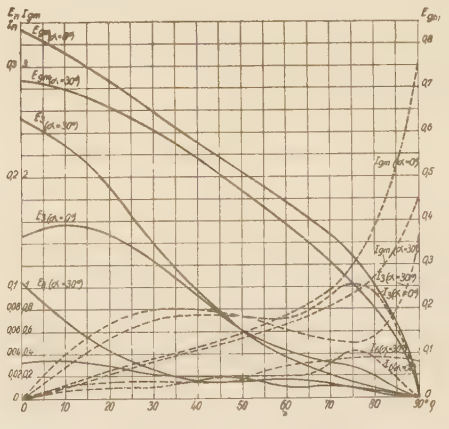


Bild 14. Mittelwerte und Oberwellen von Gleichspannung und Gleichstrom bei ohmscher Last und Anodendrosseln.

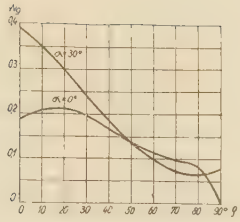


Bild 15 Welligkeit von Gleichstrom und Gleichspannung bei ohmscher Last und Anodendrosseln.

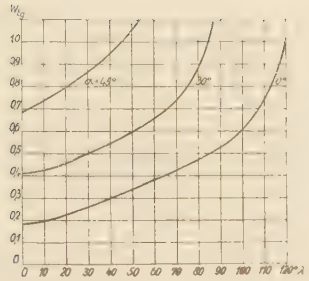


Bild 17 Welligkeit der Gleichspannung bei ohmscher Last, Anoden- und ∞grosser Kathodendrossel.

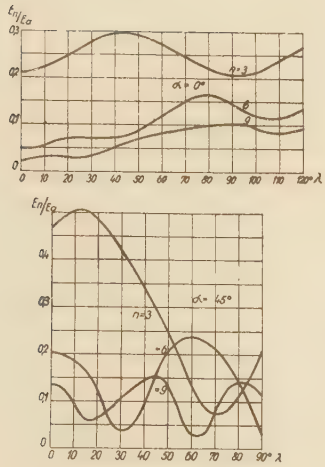


Bild 18. Oberwellen der Gleichspannung bei ohmscher Last, Anoden- und ∞grosser Kathodendrossel.

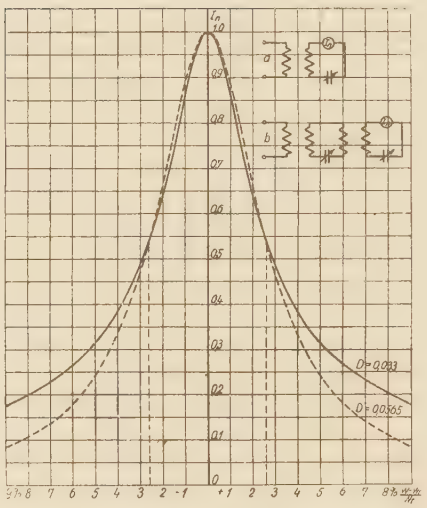


Bild 20. Reduzierte Resonanzkurven
bei einfacher Abstimmung D = 0,033
bei doppelter Abstimmung D = 0,0565

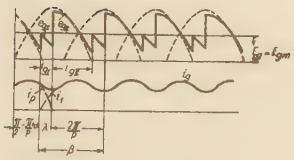


Bild 16. Verlauf von Gleichspannung und Gleichstrom.

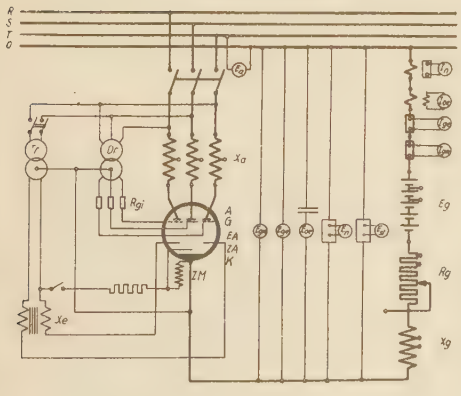


Bild 19 Grund-Schaltbild des Gleichrichters und der Messeinrichtung.

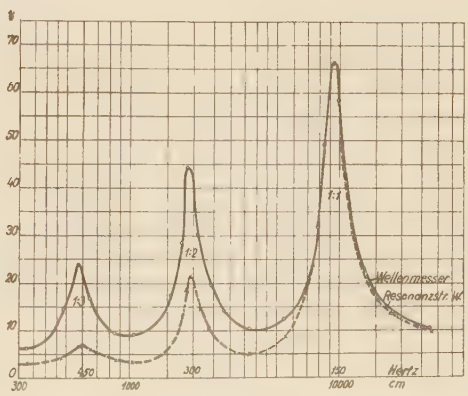


Bild 21. Verstärkte Oberwellenkurven des Gleichstromes, gemessen mit Wellenmesser und Resonanzstromwandler.

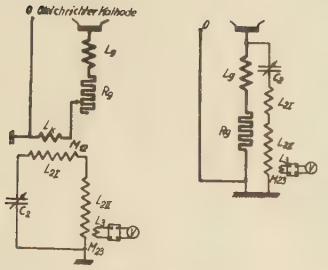


Bild 22. Messung der Strom- und Spannungsoberwellen.

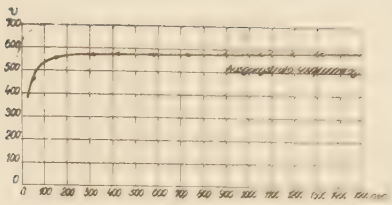


Bild 26 Frequenzgang des Verstärkers

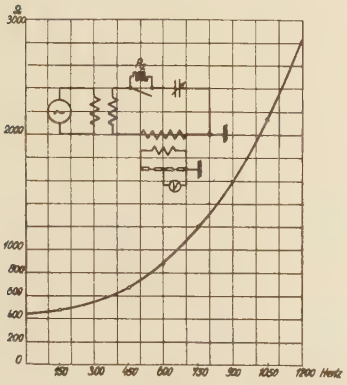


Bild 23. Resonanzwiderstand des Wellenmessers.

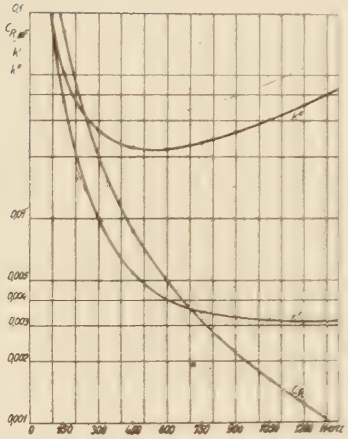


Bild 27. Faktoren k' u. K" zur Berechnung der Oberwellenströme und Oberwellenspannung, Resonanzkapazität

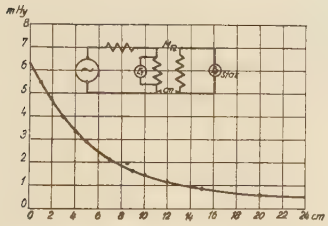


Bild 24. Kopplungskoeffizient zwischen Prim. u. Sek. Spule.

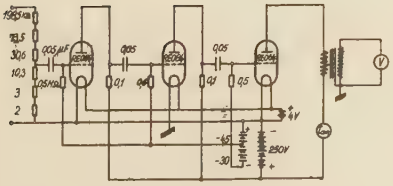


Bild 25. Schaltbild des Dreistufenverstärkers.

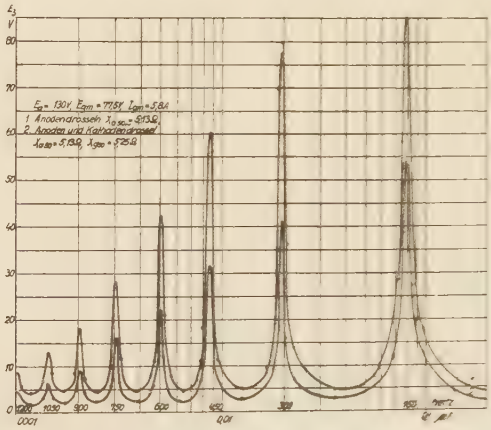


Bild 28 Verstärkte Oberwellenkurve des Gleichstromes, gemessen mit Wellenmesser

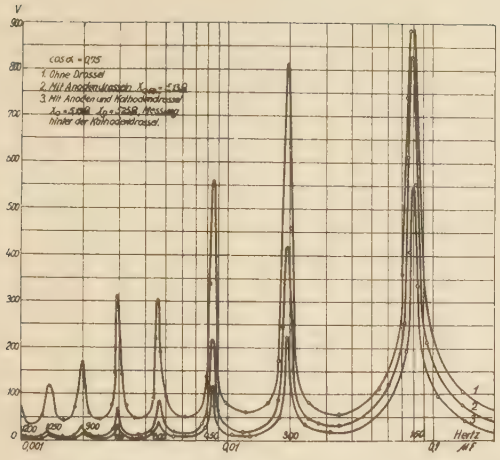


Bild 29. Verstärkte Oberwellenkurven der Gleichspannung, gemessen mit Wellenmesserkreis.

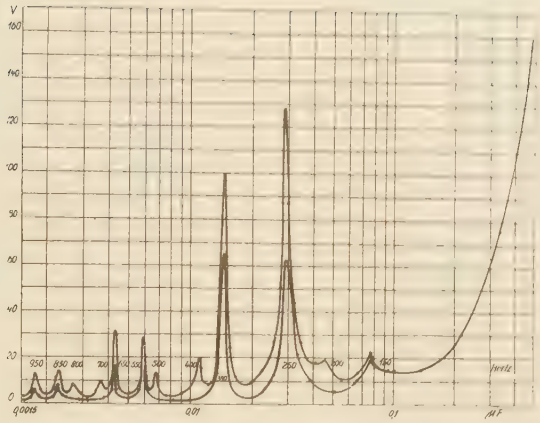


Bild 30 Verstärkte Oberwellenkurven der Netzspannung, Grösst- und Kleinstwerte, gemessen mit Wellenmesserkreis.

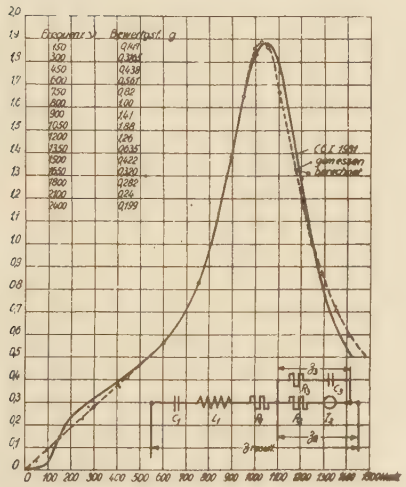


Bild 31 Bewertungsfaktoren nach CCI 1931, gemessene und berechnete Kurve des Störspannungsmessers.

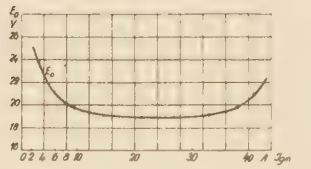


Bild 32. Lichtbogenabfall des ungekühlten Schottkolbens DL 301

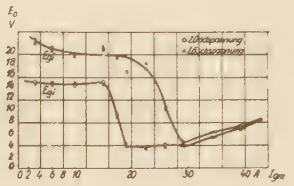


Bild 33 Zünd- und Löschkennlinien des ungekühlten Schottkolbens DL 301.

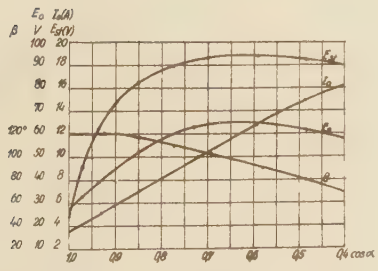


Bild 35. Gesteuerter Dreiphasen-Gleichrichter mit ohmscher Last. E_a = 130 V; E_0, E_{gl}, I_a, β = F(cos α); I_{gm} = 15 A = const.

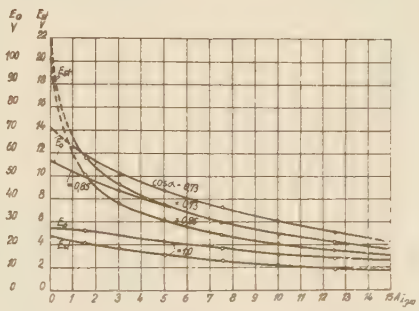
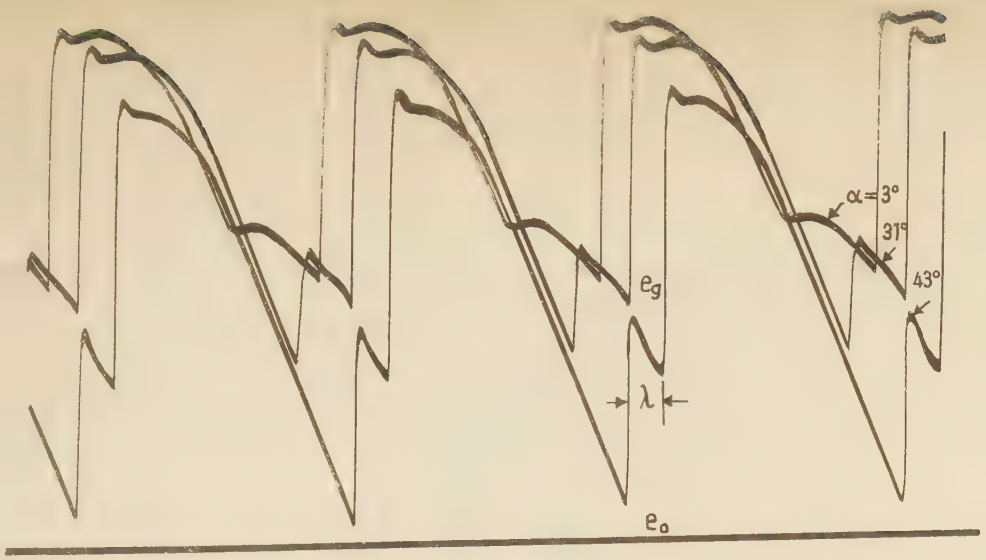
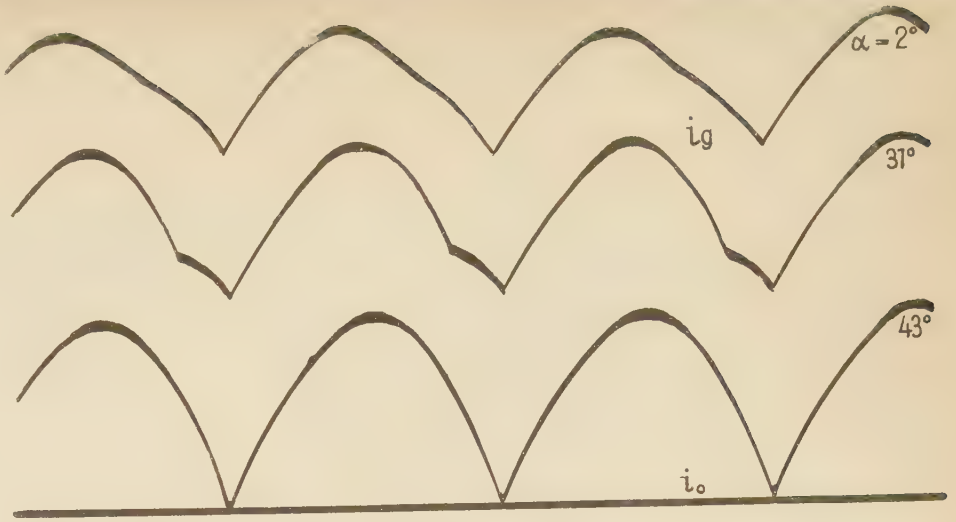


Bild 36. Oberwellen- und Störspannung bei ohmscher und induktiver Last. E_a = 130 V, X_g = 5,25 Ω



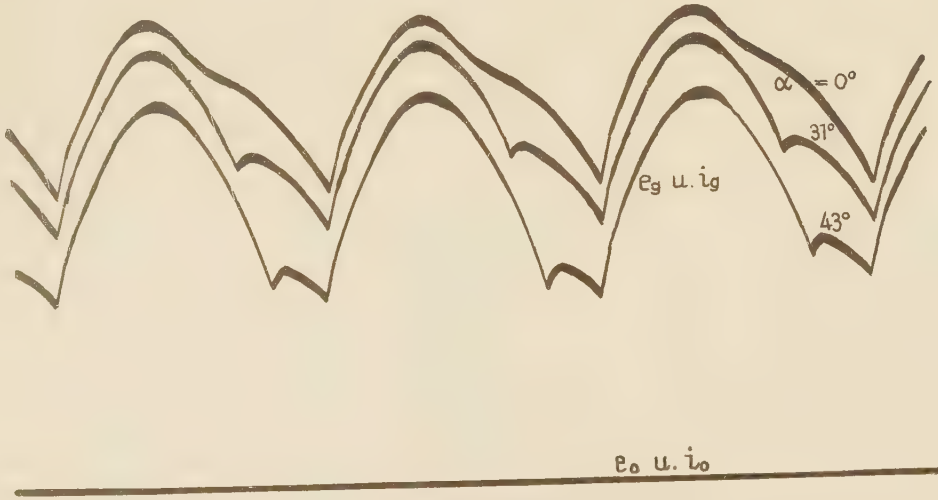
Oszillogramm 1.

Gleichspannung vor der Kathodendrossel bei Gegenspannung, Anoden- und Kathodendrossel.



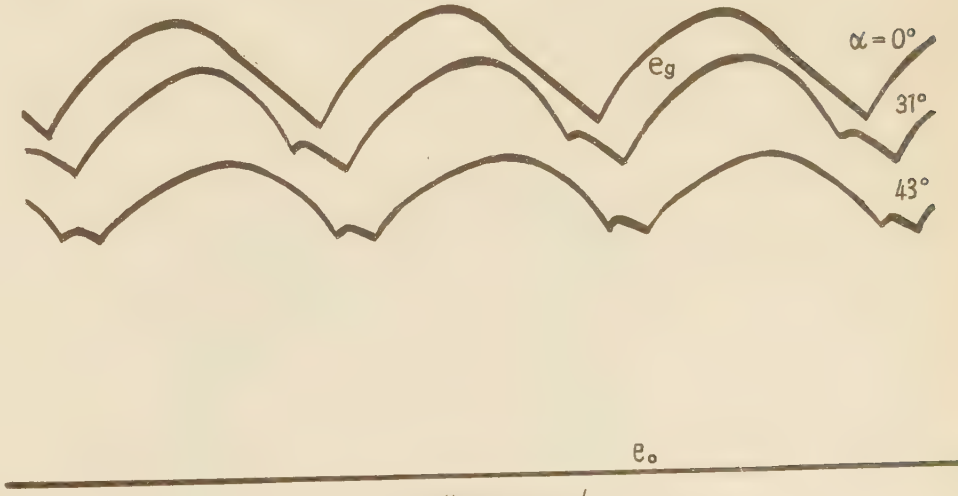
Oszillogramm 2.

Gleichstrom bei Gegenspannung, Anoden- u. Kathodendrossel.



Oszillogramm 3.

Gleichspannung und Gleichstrom bei Ohmschem Widerstand und Anodendrosseln.



Oszillogramm 4.

Gleichspannung hinter der Kathodendrossel, bei Ohmschem Widerstand, Gegenspannung, Anoden- und Kathodendrossel.

Bild 34. Oszillogramme von Gleichspannung und Gleichstrom.

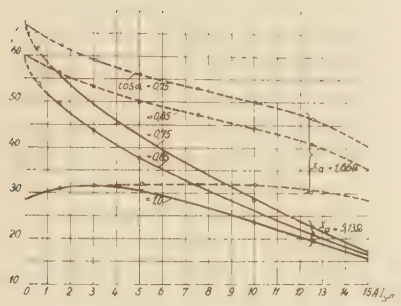


Bild 38. Oberwellenspannung bei ohmscher Last und Anodendrosseln, E_a = 130 V, $X_{a_{50}}$ = 5,13 Ω bezw. 1,66 Ω

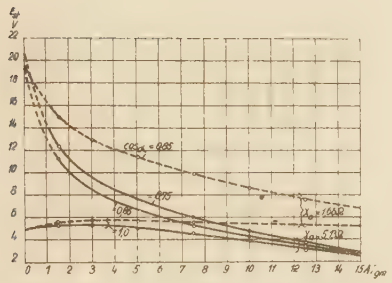


Bild 39. Störspannung bei ohmscher Last und Anodendrosseln. E_a = 130 V; $X_{a_{50}}$ = 5,13 Ω bezw. 1,66 Ω

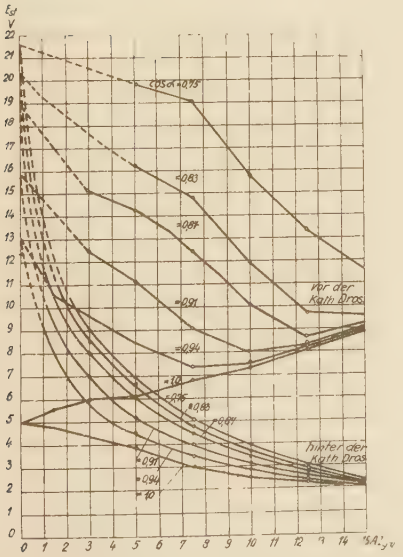


Bild 42. Störspannung bei ohmscher Last (Anoden- und Kathodendrossel. E_a = 130 V, $X_{a_{50}}$ = 1,66 Ω $X_{g_{50}}$ = 5,25 Ω

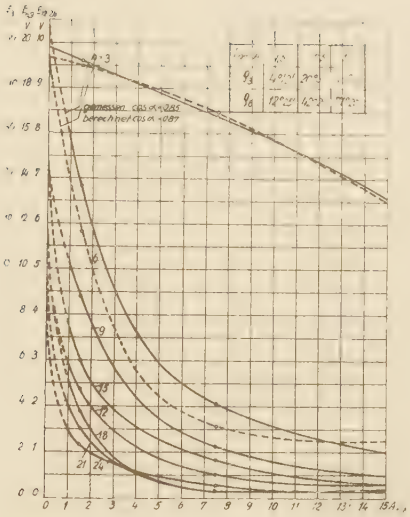


Bild 37. Oberwellenspannungen bei ohmscher Last und Anodendrosseln. E_a = 130 V, $X_{a_{50}}$ = 3,13 Ω, cosα = 0,85

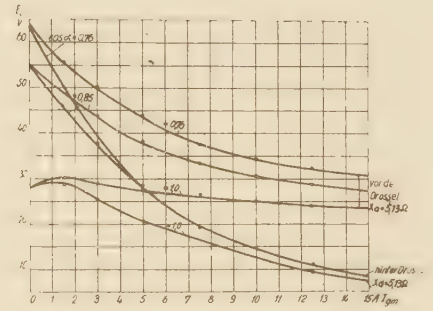


Bild 40 Oberwellenspannung bei ohmscher Last, Anoden- und Kathodendrossel, E_a = 130 V; $X_{a_{50}}$ = 5,13 Ω; $X_{g_{50}}$ = 5,25 Ω

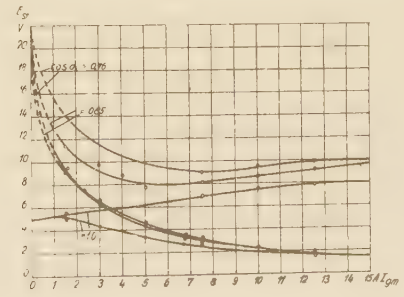


Bild 41. Störspannung bei ohmscher Last, Anoden- und Kathodendrossel, E_a = 130 V, $X_{a_{50}}$ = 5,13 Ω, $X_{g_{50}}$ = 5,26 Ω

L e b e n s l a u f .

Geboren am 5.1.1905 zu Euerhausen besuchte ich dort die Volksschule bis 1917, von 1917 bis zur Reifeprüfung 1924 das humanistische Gymnasium in Würzburg, von 1924 bis zur Diplom-Vorprüfung 1926 die Technische Hochschule in München, von 1926 bis zur Diplom Hauptprüfung 1929 die Technische Hochschule in Berlin.

1930 trat ich in die Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft Berlin als Prüf- und Versuchsfeldingenieur ein, war bis 1932 in mehreren Fabrikprüffeldern für elektrische Apparate und Maschinen tätig, von 1932 bis 1934 im Forschungsinstitut, seitdem bis heute im Stromrichterversuchs- und Prüffeld der Maschinenfabriken Brunnenstraße.